



ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE INGENIERÍA MECÁNICA

**TEMA: DESARROLLO DE UN MODELO ACOPLADO DE
RADIACIÓN Y CONVECCIÓN APLICADO A UN RECEPTOR
VOLUMÉTRICO DE UN COLECTOR SOLAR FRESNEL.**

**TRABAJO DE TITULACIÓN PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
INGENIERO MECÁNICO**

RONNY ANDRÉS ARIAS MULLO
ronny.arias@epn.edu.ec

STEPHANIE DANIELA VALVERDE ANDRADE
stephanie.valverde@epn.edu.ec

Director:
ING. FREDDY ORDÓÑEZ, PhD.
freddy.ordonez@epn.edu.ec

Co-director:
ING. ROBERTO ROJAS, PhD.
roberto.rojas@epn.edu.ec

MARZO, 2021

CERTIFICACIÓN

Certificamos que este trabajo fue desarrollado por **RONNY ANDRÉS ARIAS MULLO** y **STEPHANIE DANIELA VALVERDE ANDRADE**, bajo nuestra supervisión.

FREDDY GEOVANNY
ORDONEZ MALLA

Firmado digitalmente por FREDDY GEOVANNY ORDONEZ
MALLA
Nombre de reconocimiento (DN): c=EC, o=BANCO CENTRAL
DEL ECUADOR, ou=ENTIDAD DE CERTIFICACION DE
INFORMACION-ECIBCE, l=QUITO, serialNumber=0000377632,
cn=FREDDY GEOVANNY ORDONEZ MALLA
Fecha: 2021.03.15 16:39:54 -05'00'

Ing. Freddy Ordóñez, PhD.
DIRECTOR DE PROYECTO



Ing. Roberto Rojas, PhD.
CO – DIRECTOR DE PROYECTO

DECLARACIÓN

Nosotros, **RONNY ANDRÉS ARIAS MULLO** y **STEPHANIE DANIELA VALVERDE ANDRADE**, declaramos bajo juramento que el trabajo aquí descrito es de nuestra autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y, que hemos consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento. A través de la presente declaración cedemos nuestros derechos de propiedad intelectual correspondiente a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su Reglamento y por la normativa institucional vigente.



Ronny Andrés Arias Mullo



Stephanie Daniela Valverde Andrade

DEDICATORIA

Durante la trayectoria como estudiante de ingeniería tuve grandiosas personas a mi lado que, con su apoyo, hicieron de dicho camino un camino más amigable. Por eso, hoy estoy gustoso de poder dedicar este trabajo de titulación a todas las personas que formaron parte de este logro.

En primer lugar, quiero agradecer a mi familia por siempre estar, no solo en los momentos buenos, sino también en aquellos momentos más difíciles. Le agradezco a cada uno por sus consejos, escucha y soporte cuando más lo necesité. Sin ustedes, no hubiese podido conseguir este logro que hoy con tanto amor se los dedico. Gracias mami Ana y papi Fausto por darme siempre todo lo necesario para poder sobresalir en la vida, son mi principal motor y motivación para seguir creciendo y llenando de orgullo su corazón. A mis tíos, Juan, Vero, Byron, Willy y Washo por ayudarme y apoyarme siempre, son un pilar fundamental en mi vida. A mis padres, Mario y Fanny, quienes me brindaron su soporte durante todo este tiempo. A mis primos Karen, Alis, Xavi y Alejo que, como hermanos, hicieron que la vida fuera de la universidad valiera cada segundo. Igualmente, quiero agradecer a la familia que uno escoge, Pame, Pablo, Alex, José G., Anderson, José P., Danny, Mauri, David, Jeff y varias personas más que marcaron mi vida; Considero que no hay sentimiento más puro y desinteresado que la amistad real y ustedes me hicieron sentir de lo mejor en cada momento de complicidad que compartimos durante estos años. Valoro mucho su amistad y cariño. Sé que cuento con ustedes y ustedes también cuentan conmigo. Gracias por hacer mi vida siempre un poquito mejor.

A todos ustedes va dedicada mi trayectoria académica y en particular este trabajo de titulación que refleja el esfuerzo y las ganas de seguir creciendo en este mundo lleno de retos que me gustaría seguir superando. Gracias a todos por siempre estar. Los quiero con todo mi corazón.

Ronny

DEDICATORIA

Dedico el presente trabajo con todo mi amor:

A Dios, por darme la salud y guiarme a lo largo de mi vida.

A mis padres, mi motor de vida, gracias por su apoyo incondicional, sus enseñanzas, por siempre motivarme a ser mejor y forjar a la persona que soy hoy en día, todo se lo debo a ustedes.

A mis hermanos, Esteban y Sofi, porque con ustedes aprendí a ver la vida con otros ojos.

A toda mi familia, por apoyarme en este camino, en especial mis abuelitas Bachita y Zoilita y mi Ñaña Gaby por siempre estar ahí para mí y darme los mejores consejos.

A mis mejores amigas, Cami, Dani, Belén, quienes desde el colegio son un pilar en mi vida, gracias por llenarme de alegrías y locuras.

A mi otra familia, José, Andrés, Cami y Ali, su amistad y apoyo incondicional han sido una luz en mi camino.

A mis amigos y amigas de mi querida EPN, Tony, Ale S., Ale A., Damis, con quienes compartí momentos memorables, risas y lágrimas, con ustedes descubrí una nueva versión de mí.

A uno de mis mejores amigos y compañero de tesis, Ronny, gracias por tu apoyo y amistad, fue un gusto poder transitar este camino juntos.

Danny.

AGRADECIMIENTO

Queremos agradecer a nuestra alma máter, la Escuela Politécnica Nacional, por habernos abierto sus puertas y transformarnos en profesionales íntegros y capaces de enfrentar nuevos retos. A la Facultad de Ingeniería Mecánica, por brindarnos todas las facilidades para adquirir los conocimientos necesarios para desempeñarnos favorablemente en el mundo laboral. Al Grupo de investigación en energías alternativas (SCINERGY) por impulsar la investigación e incentivar en los estudiantes el desarrollo de proyectos entorno a la Eficiencia Energética y Energías Alternativas.

A nuestros profesores, nuestra entera gratitud, especialmente a quienes no solo han sabido transmitirnos sus conocimientos, sino que además han sabido inspirar en nosotros la pasión por aprender y ser mejores cada día.

Queremos expresar nuestro más sincero agradecimiento a nuestro director de tesis, Ing. Freddy Ordóñez, PhD., por depositar su confianza en nosotros para la realización del presente trabajo de titulación. Además, le agradecemos por todo su apoyo y guía incondicional durante el desarrollo del mismo. A nuestro codirector, Ing. Roberto Rojas, PhD, por guiarnos y brindarnos consejos que permitieron desarrollar el trabajo de una manera satisfactoria. Por último, agradecemos al Ing. Esteban Flores, por su valioso apoyo en el perfeccionamiento del proyecto desarrollado.

Finalmente, agradecemos a todos quienes nos brindaron su apoyo, tiempo y conocimientos para el desarrollo de este trabajo.

Ronny y Daniela.

ÍNDICE

| | |
|--|----|
| INTRODUCCIÓN..... | 17 |
| Pregunta de investigación..... | 19 |
| Objetivo general..... | 19 |
| Objetivos específicos..... | 19 |
| Alcance..... | 19 |
| | |
| 1. MARCO TEÓRICO..... | 20 |
| 1.1. Contexto energético global y nacional..... | 20 |
| 1.2. Recurso solar..... | 21 |
| 1.3. Tecnologías de aprovechamiento solar..... | 25 |
| Concentradores solares tipo Fresnel..... | 28 |
| Absorbedores superficiales y volumétricos..... | 29 |
| Nanofluidos..... | 32 |
| 1.4. Investigaciones desarrolladas..... | 33 |
| | |
| 2. METODOLOGÍA..... | 36 |
| 2.1. Modelo radiativo simplificado..... | 36 |
| Descripción y consideraciones del modelo..... | 36 |
| Desarrollo del modelo..... | 37 |
| Formulación de la ecuación de transferencia radiativa..... | 38 |
| Integrales exponenciales de orden n..... | 40 |
| Monodispersión de partículas..... | 41 |
| 2.2. Modelo convectivo..... | 42 |
| Descripción y consideraciones del modelo..... | 42 |
| Desarrollo del modelo..... | 44 |
| Formulación de la ecuación de la energía..... | 44 |
| Transferencia de calor por convección en un canal de placas paralelas..... | 46 |
| Modelo de turbulencia..... | 47 |
| Perfil de velocidades..... | 47 |
| Condiciones térmicas de borde..... | 49 |

| | |
|--|-----|
| Balance del flujo de entalpía | 50 |
| 2.3. Descripción del acoplamiento del modelo convectivo - radiativo. | 51 |
| 2.4. Solución numérica del modelo acoplado. | 51 |
| Discretización del receptor del sistema LFC | 53 |
| Discretización de las condiciones de borde | 56 |
| Programación en lenguaje Python del modelo acoplado..... | 59 |
| | |
| 3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN..... | 62 |
| 3.1. Validación numérica del modelo acoplado | 62 |
| 3.2. Estudio de caso | 65 |
| 3.3. Estudios complementarios. | 71 |
| Variación de la fracción volumétrica para diferentes flujos másicos. | 71 |
| Variación del flujo másico para diferentes fracciones volumétricas. | 75 |
| Variación del flujo de calor colimatado. | 78 |
| | |
| 4. CONCLUSIONES | 82 |
| | |
| REFERENCIAS | 84 |
| | |
| ANEXOS..... | 89 |
| | |
| A. ANÁLISIS DIMENSIONAL | 89 |
| | |
| B. PERFIL DE VELOCIDADES Y DIFUSIVIDAD TÉRMICA TURBULENTA. | 94 |
| | |
| C. VARIACIÓN DE PROPIEDADES DEL FLUIDO | 97 |
| | |
| D. CONSIDERACIONES PARA LA VALIDACIÓN NUMÉRICA DEL MODELO ACOPLADO..... | 100 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | |
|---|----|
| Figura 1.1. Demanda mundial de energía, demanda de calor en el sector industrial dividido por fuente y temperatura..... | 21 |
| Figura 1.2 Esquema de la distancia de la tierra al sol en función de la época del año..... | 22 |
| Figura 1.3 (a) Geometría de la tierra (b) Variación de la irradiancia solar terrestre en función de la época del año y latitud. | 23 |
| Figura 1.4 Ángulo de declinación de la tierra en función de la época del año. | 23 |
| Figura 1.5. Descomposición de la radiación incidente..... | 24 |
| Figura 1.6 Mapa solar del promedio diario anual del Ecuador según el tipo de radiación. (a) Irradiación normal directa del Ecuador Continental. (b) Irradiación horizontal difusa del Ecuador Continental. (c) Irradiación global horizontal del Ecuador..... | 25 |
| Figura 1.7 Tecnologías de concentración solar..... | 28 |
| Figura 1.8 Elementos de un colector lineal tipo Fresnel. | 28 |
| Figura 1.9 Diagrama Sankey de una planta térmica solar. | 30 |
| Figura 1.10 Tipos de absorbedores. (a) Esquema térmico de un absorbedor superficial. (b) Esquema térmico de un absorbedor volumétrico | 30 |
| Figura 1.11 Tipos de absorbedores volumétricos. (a) Partículas en gas. (b) Partículas en líquido. (c) Sólido poroso. | 31 |
| Figura 1.12 Esquema de los tipos de fluidos de transferencia de calor. (a) Fluido transparente. (b) Fluido con suspensión de aditivos. | 33 |
| Figura 2.1 Esquema del receptor del LFC considerado para el estudio. | 37 |
| Figura 2.2 Coordenadas para las intensidades radiativas en un medio entre placas paralelas:..... | 39 |
| Figura 2.3 E_n vs x | 41 |
| Figura 2.4 Esquema de la malla utilizada en la discretización. (a) Discretización en interior del receptor (b) Discretización en pared inferior. | 52 |
| Figura 2.5 Diagrama de flujo del modelo acoplado. | 60 |
| Figura 2.6 Nomenclatura para el diagrama de flujo..... | 61 |
| Figura 3.1 Perfil de temperaturas (a) Modelo Ordóñez, F. (b) Modelo propuesto. (c) Comparación entre modelos. | 63 |
| Figura 3.2 Análisis de malla. (a) Eje y . (b) Eje x | 66 |
| Figura 3.3 (a) Perfil de velocidades. (b) Difusividad térmica turbulenta. | 67 |
| Figura 3.4 Flujo de calor radiativo | 68 |
| Figura 3.5 (a) Perfil de temperaturas del nanofluido. (b) Temperatura de la cubierta de vidrio..... | 69 |

| | |
|---|----|
| Figura 3.6 Perfiles de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes valores de fracción volumétrica para diferentes valores de flujo másico. (a) Caso A: $m = 1,0$ [kg/s]. (b) Caso B: $m = 1,5$ [kg/s]. (c) Caso C: $m = 2,0$ [kg/s]..... | 72 |
| Figura 3.7 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, para diferentes valores de fracción volumétrica. (a) Caso A: $m = 1,0$ [kg/s]. (b) Caso B: $m = 1,5$ [kg/s]. (c) Caso C: $m = 2,0$ [kg/s]..... | 73 |
| Figura 3.8 Perfiles de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes valores de flujo másico del nanofluido (a) Caso D: $fv = 1,8E - 7$. (b) Caso E: $fv = 4,0E - 7$. (c) Caso F: de $fv = 7E - 7$ | 76 |
| Figura 3.9 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, para diferentes valores de flujo másico de nanofluido. (a) Caso D: $fv = 1,8E - 7$. (b) Caso E: $fv = 4,0E - 7$. (c) Caso F: de $fv = 7E - 7$ | 77 |
| Figura 3.10 Perfil de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes flujos de calor colimatado. | 79 |
| Figura 3.11 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, a diferentes flujos de calor colimatado a la entrada | 80 |
| Figura B.1 (a) Perfil de velocidad según el régimen. (b) Perfil de velocidad turbulento totalmente desarrollado. (c) Distribuciones flujo turbulento: ley logarítmica y de potencia variando el exponente n..... | 94 |
| Figura C.1 Variación de la viscosidad en función de la temperatura del aceite térmico Therminol® VP-3. | 97 |
| Figura C.2 Variación de la conductividad térmica en función de la temperatura del aceite térmico Therminol ® VP-3..... | 98 |

ÍNDICE DE TABLAS

| | |
|---|-----|
| Tabla 1.1. Tecnologías de aprovechamiento solar para conversión térmica. | 26 |
| Tabla 1.2. Características de las cuatro principales tecnologías de concentración solar. | 27 |
| Tabla 2.1 Propiedades ópticas de las superficies del receptor. | 37 |
| Tabla 2.2 Propiedades de los componentes del LFC. | 43 |
| Tabla 2.3 Supuestos del modelo expresados de forma matemática. | 45 |
| Tabla 3.1 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 0$ m. | 63 |
| Tabla 3.2 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 0,5$ m. | 64 |
| Tabla 3.3 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 1,0$ m. | 64 |
| Tabla 3.4 Consideraciones de caso. | 65 |
| Tabla 3.5 Resultados del balance de energía. | 70 |
| Tabla 3.6 Resumen de resultados casos A, B y C. | 75 |
| Tabla 3.7 Resumen de resultados casos D, E y F. | 78 |
| Tabla 3.8 Resumen de resultados del caso G. | 81 |
| Tabla A.1 Valores característicos utilizados para el proceso de normalización de la ecuación (2.21). | 90 |
| Tabla A.2 Valores característicos utilizados para el proceso de normalización de la ecuación (2.26). | 92 |
| Tabla B.1 Exponente ley de potencia para perfil de velocidad. | 96 |
| Tabla D.1 Consideraciones para la geometría del receptor, fluido base y nanopartículas. | 100 |
| Tabla D.2 Consideraciones de los modelos radiativos, modelos convectivos y de mallado. | 101 |

RESUMEN

En el presente trabajo se desarrolló un modelo numérico que acopla un modelo de radiación con uno de convección para un receptor trapezoidal de un colector solar lineal Fresnel utilizando un nanofluido como absorbedor. El modelo radiativo es un modelo simplificado que se lo realizó a partir de la ecuación general de transferencia radiativa. Por otra parte, el modelo convectivo se lo desarrolló partiendo de la ecuación general de la energía. Ambos modelos fueron desarrollados considerando las condiciones pertinentes del sistema analizado en el presente estudio. El acople entre ambos modelos se realizó mediante el divergente del calor radiativo en la ecuación general de la energía en el modelo convectivo. Posteriormente, se desarrolló un código de programación utilizando Python con la finalidad de resolver el modelo acoplado. El modelo desarrollado fue validado numéricamente mediante la comparación de resultados con una investigación realizada previamente. Para esto, se replicaron las consideraciones de trabajo del modelo publicado y se compararon los perfiles de temperatura obtenidos en diferentes posiciones del receptor alcanzando un error promedio máximo de 3,9%. Por último, se estudió la influencia de la fracción volumétrica, flujo másico y flujo de calor colimatado incidente en el modelo, lo cual se realizó mediante el estudio de un caso base y sus respectivas variaciones. La eficiencia máxima obtenida para el caso de estudio principal fue de 96% con un flujo de calor colimatado incidente de 10000 W/m^2 , flujo másico de $2,0 \text{ kg/s}$ y fracción volumétrica de $4,0\text{E-}7$, alcanzando una temperatura media $316,7 \text{ K}$.

Palabras clave: Colector solar lineal Fresnel, ecuación de transferencia radiativa, ecuación de la energía, modelo acoplado, nanofluido, Python.

ABSTRACT

In this study, a model that couples both a radiation and a convection model in a trapezoidal receiver of a linear Fresnel collector using nanofluids as an absorber was developed. The radiative model is a simplified model that came from the general radiative transfer equation. On the other hand, the convective model was developed based on the general energy equation. For both models, the pertinent conditions of the system analyzed in this study were considered. The coupling between both models was carried out through the radiative heat divergent at the general energy equation in the convective model. Subsequently, a code was developed using Python to solve the coupled model. The model developed was numerically validated by comparing the results with a previous published investigation. Published model's considerations were replicated to compare the temperature profiles in different receptor positions, getting a 3,9% as a maximum average error. Finally, it was studied the influence of the volumetric fraction, mass flow, and incident collimated heat in the model. It was performed by a main study case and its respective variations. The maximum efficiency reached for the main study case was 96,0% considering: collimated heat flux of 10000 W/m², mass flow of 2 kg/s and a volumetric fraction of 4,0E-7. In that case, the nanofluid reached an average temperature of 316,7 K.

Keywords: Linear Fresnel collector, radiative transfer equation, energy equation, coupled model, nanofluid, Python.

GLOSARIO DE TÉRMINOS

Letras latinas

| | |
|---------------|--|
| A | Constante para el perfil de velocidad de ley de potencia, [-] |
| a_f | Difusividad térmica, [$kJ/kg - K$] |
| C_{ext} | Sección transversal de extinción, [m^2] |
| C_p | Calor específico a presión constante, [$kJ/kg - K$] |
| D | Separación entre placas, [m] |
| D^+ | Diámetro adimensional, [-] |
| D_h | Diámetro hidráulico, [m] |
| E_n | Integrales exponenciales de orden n , [-] |
| e | Espesor de la cubierta de vidrio, [m] |
| Ec | Eckert, [-] |
| h_e | Coefficiente de convección externo, [$W/K - m^2$] |
| I | Intensidad de radiación, [$W/sr - m^2$] |
| I_b | Intensidad de cuerpo negro, [W/m^2] |
| k | Índice de absorción en el índice complejo de refracción, [-] |
| k_f | Conductividad térmica, [$W/m - K$] |
| L | Longitud del receptor, [m] |
| \mathcal{L} | Longitud del receptor adimensional, [-] |
| m | Índice complejo de refracción, [-] |
| \dot{m} | Flujo másico, [kg/s] |
| N_T | Número de partículas por unidad de volumen, [$Partículas/m^3$] |
| n | Exponente de la ley de potencia, [-] |
| n | Índice de refracción en el índice complejo de refracción, [-] |
| N_R | Parámetro de radiación a conducción, [-] |
| P | Presión, [Pa] |
| Pe | Peclet, [-] |
| Pr | Prandtl, [-] |
| Pr_t | Prandtl turbulento, [-] |
| Q_{ext} | Factor de eficiencia de extinción, [-] |
| Q''' | Generación interna de calor, [W/m^3] |
| q_0 | Flujo de calor colimatado, [W/m^2] |
| \vec{q}_r | Flujo de calor radiativo, [W/m^2] |
| R_{cond} | Resistencia de conducción, [m^2K/W] |
| $R_{conv Ex}$ | Resistencia de convección externa, [m^2K/W] |

| | |
|-----------------------|--|
| r | Radio de la nanopartícula, [μm] |
| Re | Reynolds, [-] |
| $R_{t\acute{e}rmica}$ | Resistencia térmica equivalente, [m^2K/W] |
| S | Término fuente, [W/m^2] |
| \vec{s} | Dirección de propagación de la intensidad de radiación, [-] |
| T | Temperatura del fluido, [K] |
| T_{amb} | Temperatura ambiente, [K] |
| T_{in} | Temperatura de entrada, [K] |
| T_r | Temperatura de referencia, [K] |
| t | Tiempo, [s] |
| \bar{U} | Coefficiente global de transferencia de calor, [$W/K-m^2$] |
| U_∞ | Velocidad del fluido libre, [m/s] |
| u | Componente x de la velocidad, [m/s] |
| u^+ | Velocidad adimensional, [-] |
| u_f | Velocidad de fricción, [m/s] |
| u_m | Velocidad promedio, [m/s] |
| \bar{u}_{max} | Velocidad máxima, [m/s] |
| \vec{V} | Vector de velocidad, [m/s] |
| v | Componente y de la velocidad, [m/s] |
| x | Parámetro de tamaño, [-] |
| x | Dirección del flujo, [m] |
| y | Dirección perpendicular al flujo, [m] |
| y^+ | Altura adimensional, [-] |

Letras griegas

| | |
|--------------|---|
| β | Coefficiente de extinción, [m^{-1}] |
| β_f | Coefficiente de expansión térmica volumétrica, [K^{-1}] |
| δ | Función delta Dirac, [-] |
| ϵ_H | Difusividad térmica turbulenta, [m^2/s] |
| ϵ_m | Difusividad turbulenta de momentum, [m^2/s] |
| θ | Ángulo polar, [rad] |
| θ | Temperatura adimensional, [-] |
| κ | Coefficiente volumétrico de absorción, [m^{-1}] |
| λ | Longitud de onda, [μm] |
| μ | Coseno del ángulo polar, [-] |

| | |
|---------------|---|
| μ_0 | Coseno director en la dirección del flujo colimatado, [-] |
| μ_f | Viscosidad dinámica, [Pa s] |
| ρ_f | Densidad efectiva nanofluido, [kg/m ³] |
| σ_s | Coefficiente de dispersión, [m ⁻¹] |
| σ_{SB} | Constante de Stephan Boltzmann, [W/m ² -K ⁴] |
| τ | Espesor óptico perpendicular, [-] |
| τ_L | Espesor óptico en la pared superior, [-] |
| τ_w | Esfuerzo cortante en la pared, [Pa] |
| ν_f | Viscosidad cinemática, [m ² /s] |
| ϕ | Función de fase de dispersión, [sr ⁻¹] |
| Φ | Coefficiente de disipación viscosa, [s ⁻²] |
| φ | Concentración volumétrica de nanopartículas, [%] |
| ψ | Ángulo azimutal, [rad] |
| Ω | Ángulo sólido, [sr] |
| ω | Albedo de dispersión simple, [-] |

Acrónimos

| | |
|-------|--|
| BEP | Barril equivalente de petróleo |
| CFD | Dinámica de fluidos computacional |
| CPC | Concentrador parabólico compuesto |
| CST | Tecnología de Concentración Solar |
| DHI | Irradiación horizontal directa |
| DNI | Irradiación normal directa |
| GHI | Irradiación global horizontal |
| HTF | Fluido de transferencia de calor |
| LFC | Colector lineal Fresnel |
| MWCNT | Nanotubos de carbono de paredes múltiples |
| PTC | Colector de cilindro parabólico |
| RTE | Ecuación de transferencia de calor radiativo |
| SPR | Receptor solar de partículas |

DESARROLLO DE UN MODELO ACOPLADO DE RADIACIÓN Y CONVECCIÓN APLICADO A UN RECEPTOR VOLUMÉTRICO DE UN COLECTOR SOLAR FRESNEL

INTRODUCCIÓN

La demanda de combustibles fósiles (petróleo, gas natural y carbón), representa el 80% de la demanda mundial de energía primaria [1]. Estos combustibles son responsables de la emisión a la atmósfera de aproximadamente 54 billones de toneladas métricas de $\text{CO}_{2\text{eq}}$ al año [2]. Por este motivo, es necesario diversificar las fuentes de energía, impulsando el desarrollo de nuevas tecnologías que aprovechen los recursos renovables, mitigando las emisiones contaminantes, y reduciendo la dependencia de hidrocarburos [1], [3].

Los sistemas de concentración solar pueden ser actores importantes en la diversificación de la matriz energética [4], [5]. Estos sistemas concentran la radiación solar en un receptor, el cual se calienta y produce un aumento de temperatura en el fluido de trabajo que circula a través de este lo que, en conjunto con equipos complementarios, permite generar electricidad o calor para procesos industriales. Existen cuatro tipos de tecnologías para concentración solar: cilindro parabólico, disco parabólico, torre de concentración solar y colector lineal Fresnel [6].

Los colectores lineales de tipo Fresnel (LFC), presentan un nivel de madurez tecnológica inferior en comparación con el resto de las tecnologías [7]. Por esta razón, existe un amplio margen de mejora en el desempeño de un LFC. Para esto, se puede realizar modificaciones en la configuración de los espejos, tipo de fluido de transferencia de calor, forma, tipo y tamaño del receptor, entre otros. Por otro lado, estos sistemas de concentración solar requieren procesos de fabricación de menor dificultad técnica, lo que permitiría su fabricación con industria local en países no industrializados, como Ecuador [8].

En Ecuador, la implementación de tecnologías solares tiene varias ventajas con respecto a otras regiones del mundo ya que, al estar situado sobre la línea ecuatorial, la irradiación solar incidente promedio diaria se mantiene homogénea durante todo el año, lo que permite diseñar los sistemas solares de forma que se eviten problemas de sobre y sub producción de energía [3].

En 2018 el Ecuador destinó el 14,7% del total de la energía primaria al sector industrial, dónde aproximadamente el 40% de la energía destinada a este sector proviene de combustibles fósiles [9]. El sector agroalimenticio es el principal consumidor, consumiendo el 71% de la energía total destinada a este sector. Sin embargo, según Cartuche, N. [10], un alto porcentaje de las industrias agroalimenticias se encuentran

situadas en zonas con DNI mayor a $4 \text{ kWh/m}^2\text{-día}$ lo que permite la implementación de sistemas LFC de baja temperatura para generación de calor de procesos.

Los LFC de baja temperatura, que operan entre $80\text{-}150 \text{ °C}$ [8], presentan valores de eficiencia térmica que comúnmente se encuentran entre $30\text{-}40\%$ [11]. En este sentido, uno de los elementos más influyentes en el desempeño del colector solar es el receptor puesto que en dicho elemento es donde se da la transformación de energía solar a térmica. En el receptor influyen varios parámetros relevantes del sistema tales como, tipo de fluido base, tipo de nanopartículas, caudal, fracción volumétrica entre otros. Por este motivo, el receptor se considera un elemento sensible en el cual se produce la mayor pérdida de eficiencia del sistema [12]. Por lo tanto, una forma de mejorar la eficiencia de este elemento es el uso de absorbedores volumétricos. Estos rigen su comportamiento por el efecto volumétrico, es decir, la temperatura en el frente del absorbedor disminuye¹ en comparación a un absorbedor superficial, lo que reduce las pérdidas por re-radiación al ambiente [13].

En varias investigaciones se ha estudiado el comportamiento térmico de receptores solares similares al propuesto en este trabajo. Para ello, dichos estudios utilizaron dos enfoques computacionales diferentes, método de volúmenes finitos y método numérico. El uso del método de volúmenes finitos se lo puede encontrar en softwares CFD. Dichos paquetes computacionales son popularmente aplicados por diferentes investigadores para el análisis de transferencia de calor [4], [5], [12], [14]. Sin embargo, existen varias desventajas asociadas al software CFD. Por ejemplo, el tiempo de resolución de los modelos estudiados se encuentra limitado por las características computacionales del equipo en el cual se ejecute la simulación, por lo que puede extenderse por largos periodos de tiempo en equipos con bajas capacidades computacionales. Adicionalmente, en software CFD comercial como ANSYS no es posible acceder al código fuente de los modelos, por lo que la versatilidad de los estudios se limita a los modelos y parámetros disponibles en dichos programas.

Por otra parte, existen paquetes computacionales que permiten al investigador ejecutar sus propios códigos siguiendo diferentes métodos numéricos. Gran cantidad de autores han optado por realizar sus estudios utilizando este método debido a su gran versatilidad para, diseñar, acoplar y ejecutar sus modelos [15], [16], [17]. Por dicho motivo, se considera de gran interés analizar la aplicación de nanofluido como absorbedor en un LFC con receptor trapezoidal. Es así que, el presente trabajo busca desarrollar un modelo que acople el modelo de convección y radiación (en adelante conocido como

¹ Para ampliar la información revisar la sección: Absorbedores superficiales y volumétricos pág: 29

modelo acoplado) en lenguaje Python para evaluar el comportamiento térmico del sistema mencionado anteriormente.

Pregunta de investigación

¿Es posible desarrollar un modelo acoplado de convección y radiación que represente el comportamiento térmico de un receptor solar volumétrico de un colector solar Fresnel de media temperatura?

Objetivo general

Desarrollar un modelo acoplado de radiación y convección aplicado a un receptor volumétrico de un colector solar Fresnel.

Objetivos específicos

- Desarrollar el modelo convectivo y el acoplamiento con el modelo radiativo de un receptor volumétrico en un colector solar Fresnel.
- Programar en lenguaje Python el modelo convectivo acoplado con el modelo radiativo de un receptor volumétrico en un colector solar Fresnel.
- Realizar estudios paramétricos de las variables que rigen el comportamiento del colector solar Fresnel con receptor volumétrico.

Alcance

El presente trabajo pretende desarrollar un modelo acoplado de convección y radiación que represente el comportamiento térmico de un receptor solar volumétrico para un sistema de concentración solar de media temperatura tipo Fresnel. El modelo desarrollado será programado en lenguaje Python para posteriormente ser validado a través de la comparación de resultados con trabajos similares existentes. Finalmente, se realizarán estudios complementarios que permitan definir las condiciones óptimas de funcionamiento del equipo.

1. MARCO TEÓRICO

1.1. Contexto energético global y nacional

Durante los últimos años, la demanda energética mundial aumentó como resultado del crecimiento poblacional, la industrialización y la urbanización. Los combustibles fósiles suministran aproximadamente el 80% del consumo mundial de energía primaria. Sin embargo, esta fuente energética es limitada, no renovable y su uso implica la emisión de gases de efecto invernadero, los cuales influyen negativamente en el medio ambiente [1], [18].

El sector industrial consume entre el 32 – 35% del total de la energía mundial, esto incluye consumos por refinación, minería, manufactura, agricultura, construcción, entre otros. Inclusive, estudios recientes indican que este valor seguirá en aumento durante los próximos años [19]. También, alrededor de un tercio de las emisiones contaminantes globales son emitidas por este sector. Por lo que, considerando los problemas ambientales implicados, la transición hacia fuentes de energía renovable (solar, biomasa, eólica, hidroeléctrica, geotérmica, mareomotriz) promete ser una opción sostenible para reducir la dependencia a los combustibles fósiles [18].

De acuerdo con Solar Payback [20], la generación de calor para procesos en la industria consume el 74% de la energía total destinada a este sector. Incluso, este consumo es mayor que el consumo total de electricidad alrededor del mundo. Sin embargo, solo el 9% de esta energía proviene de fuentes renovables, siendo los combustibles fósiles como el petróleo (15%), gas natural (30%) y carbón (45%) las principales fuentes como se observa en la Figura 1.1. Por este motivo, el mundo requiere proporcionar fuentes de energía limpia y sostenible que permitan disminuir el consumo de combustibles fósiles. Ante esto, cada vez se utilizan más fuentes renovables de energía en todo el mundo, con el sol como fuente más usada ya que, al ser la energía solar una fuente inagotable, en la escala de tiempo antropogénica, es ampliamente reconocida como una de las alternativas más competitivas entre todas las energías renovables [1], [18].

Actualmente, España y Estados Unidos son líderes mundiales en el uso de energía solar en plantas de concentración solar. Otros países como China, India, Chile, y regiones como el Medio Oriente y el norte de África, desempeñan un papel importante en la implementación de plantas de concentración solar con distintos proyectos: operativos, en construcción y en desarrollo. [1]. A pesar de esto, en el mundo solo el 0,001% de calor para la industria se genera mediante el aprovechamiento del recurso solar [20].

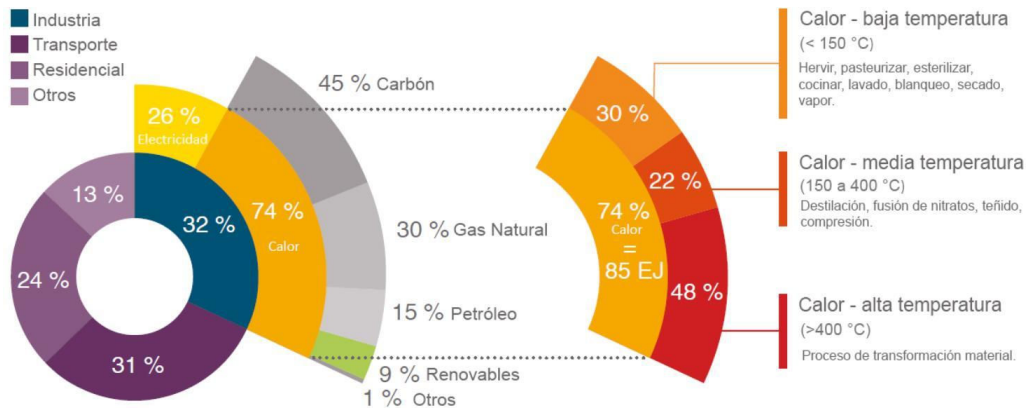


Figura 1.1. Demanda mundial de energía, demanda de calor en el sector industrial dividido por fuente y temperatura.
(Fuente: [20])

En Ecuador se promueve el uso de recursos renovables como fuentes de energía primaria a través de diversas políticas nacionales y acuerdos internacionales. Sin embargo, según el balance energético nacional con año base 2017 [9], la matriz energética ecuatoriana es altamente dependiente de los combustibles fósiles, particularmente del petróleo. De los 216 millones de BEP de energía primaria, el 87,5% corresponde al petróleo, 4,7% a gas natural y 7,8% a fuentes renovables (hidroenergía, leña, productos de caña, eólica y fotovoltaica).

La energía renovable cuenta con poca participación en la matriz energética del Ecuador, pero de acuerdo con el balance energético nacional con año base 2017 [9], su participación incrementó 33% desde el 2008, siendo la hidroenergía la más favorecida. En el mismo año, la energía solar aportó únicamente con el 0,02% del total de energía primaria producida, esta contribución fue utilizada únicamente para generación eléctrica por medio de centrales fotovoltaicas. Sin embargo, es posible incrementar el aporte de esta fuente energética por medio de otras tecnologías solares, por ejemplo colectores térmicos que podrían ser implementados en el sector industrial, que ocupa el segundo lugar de consumo energético únicamente detrás del sector transporte [9]. Estos sistemas solares permitirían disminuir la dependencia de productos derivados del petróleo en el sector industrial y mitigar las emisiones contaminantes producto de su combustión.

1.2. Recurso solar

El sol, en la escala de tiempo antropogénica, es una fuente energética inagotable. Cada segundo transforma más de 4 millones de toneladas de su propia masa en energía. Como resultado de esta transformación se obtienen neutrinos y radiación que son emitidos en todas las direcciones. Una pequeña fracción de esta energía llega a la Tierra

después de un viaje de aproximadamente 150 millones de kilómetros, el cual toma cerca de 8 minutos [21].

La cantidad de energía que el sol deposita por unidad de área sobre una superficie perpendicular a su trayectoria es conocida como irradiancia solar. Varios satélites que orbitan alrededor de la Tierra se encargan de medir este valor, que en promedio es de 1367 W/m^2 [22]. Sin embargo, debido a que la atmósfera refleja y absorbe cierta cantidad de energía, la irradiancia que es medida en la superficie de la Tierra es menor; de igual forma el valor de irradiancia medido en la superficie terrestre varía en función de otros parámetros, tal como la distancia entre la Tierra y el sol, como se observa en la Figura 1.2. Esto se debe a que en ciertas épocas del año la Tierra se encuentra más cerca del sol por lo que la irradiancia recibida será mayor y viceversa.

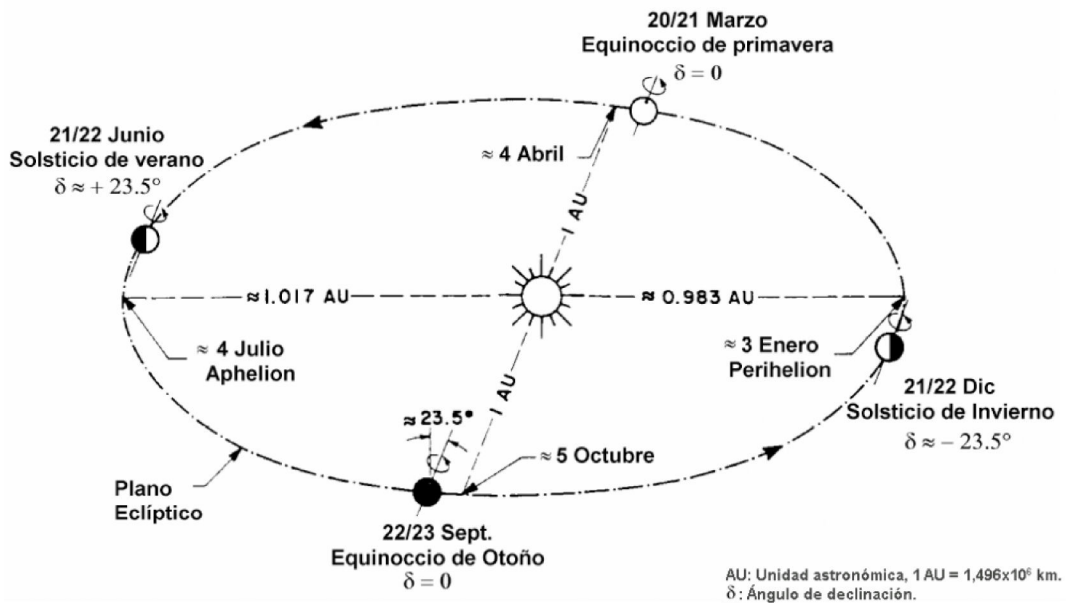
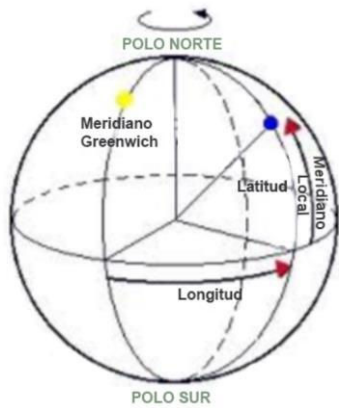
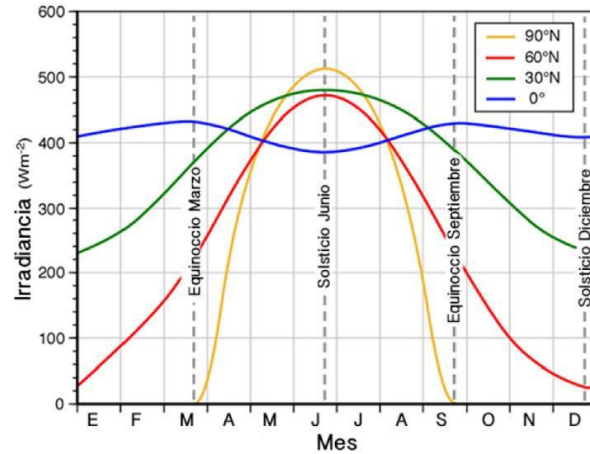


Figura 1.2 Esquema de la distancia de la tierra al sol en función de la época del año.

De igual forma, como se observa en la Figura 1.3, la irradiancia medida en la superficie terrestre varía dependiendo de la latitud en la que se realice la medición, ya que, en función de este parámetro, dicha locación se encontrará expuesta a la radiación de forma más o menos directa en ciertas épocas del año.



(a)



(b)

Figura 1.3 (a) Geometría de la tierra (b) Variación de la irradiancia solar terrestre en función de la época del año y latitud.
(Fuente: [23], [24])

Por último, un factor importante en la variación de la irradiancia es la declinación de la Tierra. Esto significa que, el plano en el que gira la Tierra está desviado aproximadamente $23,5^\circ$ con respecto al eje normal al plano eclíptico. Además, el ángulo de declinación varía en función de la época del año, como se observa en la Figura 1.4. Por lo tanto, no todas las regiones del planeta están expuestas a la misma cantidad de energía en el mismo instante de tiempo.

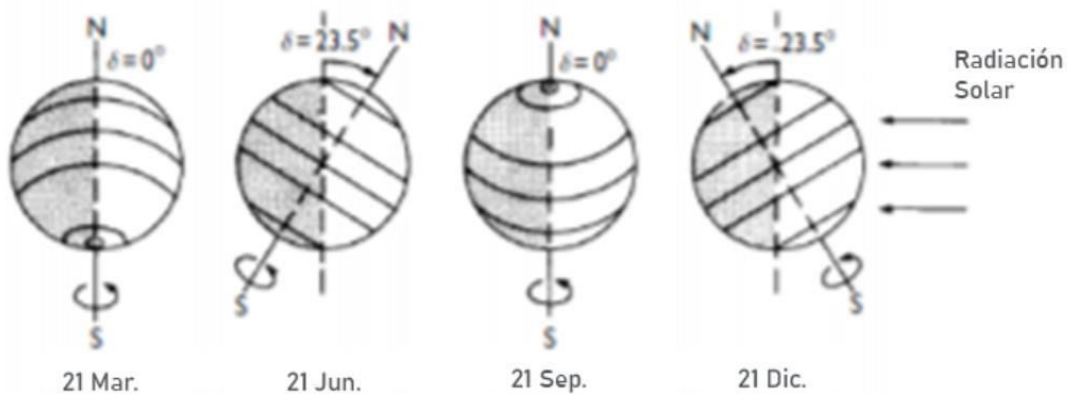


Figura 1.4 Ángulo de declinación de la tierra en función de la época del año.
(Fuente: [23])

La radiación solar incidente sobre la superficie terrestre, como se observa en la Figura 1.5, está compuesta por dos componentes: radiación directa (DNI), que es aquella que proviene directamente desde el sol y radiación difusa (DHI) que es aquella que llega a la superficie terrestre indirectamente, es decir, es el resultado de la dispersión de la radiación directa por diferentes razones, como por ejemplo las nubes. La DNI es la componente de la radiación también conocida como la combinación de calor y brillo

(cantidad de luz). Por tal motivo, dicha componente produce las sombras de los objetos que no permiten el paso de luz. Mientras que, la GHI no crea sombras y puede ser descrita como la “luz del día”. El término radiación solar global (GHI) hace referencia a la suma de la DHI y la componente horizontal de la DNI [21].

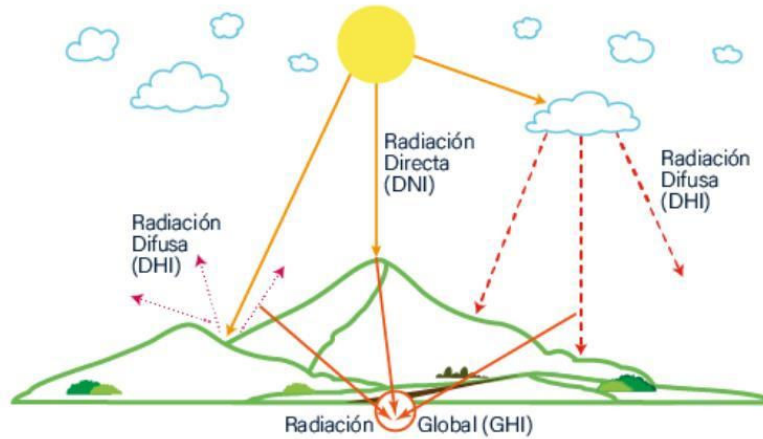
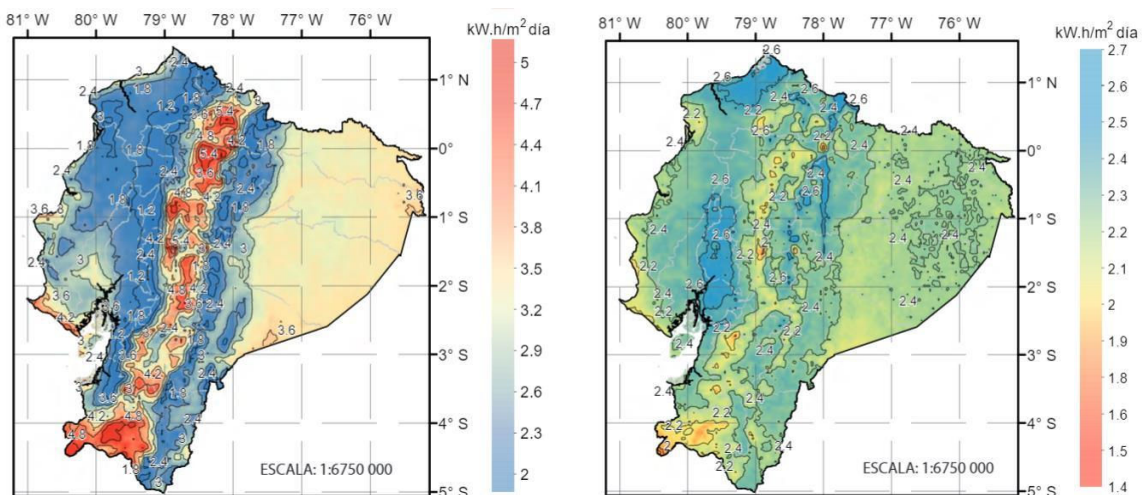


Figura 1.5. Descomposición de la radiación incidente.
(Fuente: [25])

El potencial de la energía solar en Ecuador no es de los más altos en comparación con regiones desérticas como, por ejemplo, los países del norte de África, que presentan elevados niveles de irradiación. Sin embargo, en ciertas zonas del país, los niveles de radiación solar son adecuados como para convertirse en un energético a nivel nacional. La principal ventaja de este tipo de energía en Ecuador es que, debido a su ubicación geográfica, la intensidad de radiación solar se mantiene homogénea durante todo el año, lo que disminuye el problema de las variaciones en los valores de radiación y permite que las tecnologías solares aprovechen la energía incidente de forma más eficiente [26].



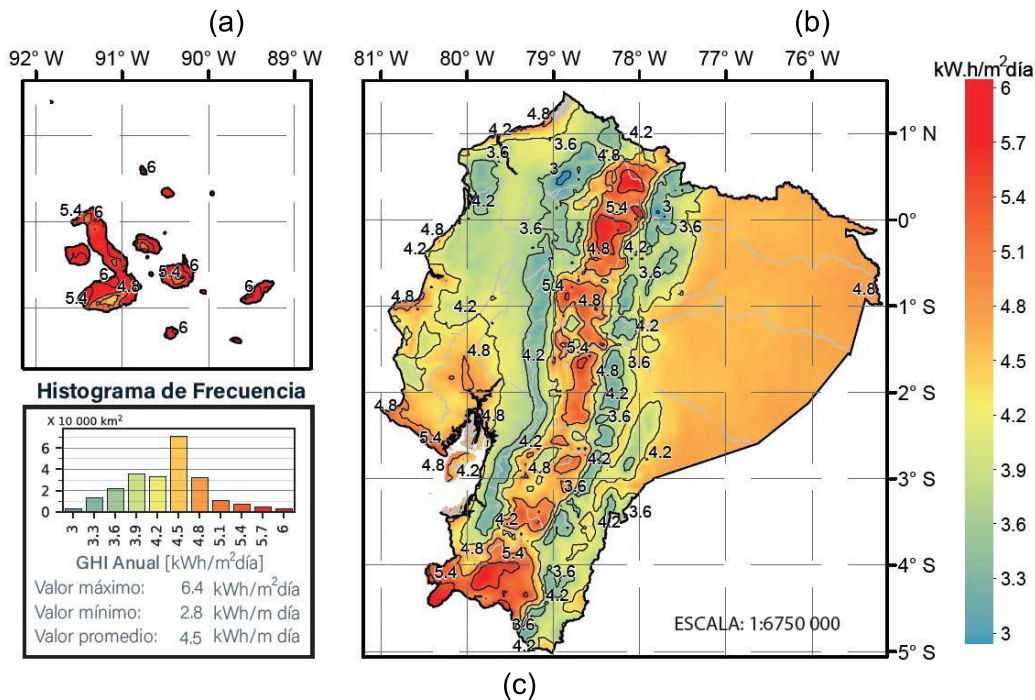


Figura 1.6 Mapa solar del promedio diario anual del Ecuador según el tipo de radiación. (a) Irradiación normal directa del Ecuador Continental. (b) Irradiación horizontal difusa del Ecuador Continental. (c) Irradiación global horizontal del Ecuador. (Fuente: [25])

Por último, Ecuador presenta una irradiación solar global anual promedio de 3,2 – 3,5 kWh/m²-día [26]. Las provincias que presentan altos niveles de DNI son: Pichincha, Imbabura, Loja y Galápagos. El potencial solar de Pichincha e Imbabura se encuentra entre 4,2 – 5,4 kWh/m²-día, mientras que en la parte sur del Ecuador destaca Loja con un valor de 4,8 kWh/m²-día. Es muy importante destacar que estas provincias están altamente pobladas por industrias y comunidades, lo que viabilizaría aún más la implementación de proyectos de tecnología solar. Por último, Galápagos es la mejor zona de Ecuador para la implementación de este tipo de tecnologías ya que la radiación incidente en esta zona oscila entre 4,2 – 6 kWh/m²-día [25].

1.3. Tecnologías de aprovechamiento solar

El sol es la fuente principal de energía en la Tierra, se encarga de alimentar la fotosíntesis y provee calor que permite el crecimiento y desarrollo de vida en el planeta. Inclusive, varias fuentes de energía renovable se derivan de la energía solar, entre ellas se encuentran: energía eólica, bioenergía, energía oceánica e hidroenergía [23]. El ser humano, en su afán de aprovechar este recurso, ha desarrollado diferentes técnicas y tecnologías de captación solar, las mismas que se pueden diferenciar en dos sistemas: pasivos y activos.

Los sistemas pasivos captan y distribuyen la energía solar de manera natural sin emplear dispositivos o equipos mecánicos. Es decir, se centran primordialmente en la

aplicación de arquitectura bioclimática, por ejemplo: la orientación de las edificaciones respecto al sol, canales de ventilación natural, disposición y geometría de ventanas, entre otras. Por el contrario, los sistemas activos son aquellos que, por medio de sistemas de determinadas características, captan y convierten la energía proveniente del sol en energía térmica a través de colectores solares o la convierten directamente en electricidad a través de celdas fotovoltaicas [27].

Los sistemas solares fotovoltaicos, a través del efecto fotoeléctrico, aprovechan la luz solar (fotones) para generar electricidad. Este fenómeno ocurre cuando la radiación solar (DNI y DHI) incide sobre uno o más materiales semiconductores dopados² que, al ser irradiados, emiten electrones generando corriente eléctrica. En los últimos años, el avance tecnológico de este tipo de sistemas ha permitido su reducción de costos a nivel global. Actualmente, constituyen el mercado mundial más dinámico en cuanto a energía solar se refiere. A pesar de esto, otras tecnologías solares ofrecen grandes oportunidades que deben ser consideradas para impulsar el uso a gran escala de esta fuente renovable [28].

Durante las últimas décadas, se han desarrollado diferentes tipos de sistemas solares térmicos con una amplia variedad de aplicaciones, por ejemplo para el calentamiento de agua, calentamiento y refrigeración de espacios, generación de electricidad, fabricación de combustibles, generación de calor de procesos, entre otros [28]. En este sentido, la elección de la tecnología más apropiada depende en gran parte de los niveles de temperatura requeridos. En la Tabla 1.1 se detallan las principales tecnologías de conversión térmica clasificadas de acuerdo con el tipo de seguimiento solar, tipo de receptor, tipo de enfoque y relación de concentración.

Tabla 1.1. Tecnologías de aprovechamiento solar para conversión térmica.

| Movimiento | Tipo de colector | Tipo de receptor | Tipo de enfoque | Relación de concentración^a |
|-----------------------|---|-------------------------|------------------------|--|
| Estacionarios | Placa plana | Plano | NA | 1 |
| | Tubos al vacío | Plano | NA | 1 |
| | Concentrador parabólico compuesto (CPC) | Tubular | Lineal | 1 - 5 |
| Seguimiento eje único | Colector Lineal Fresnel (LFC) | Fijo | Lineal | 70 – 80 |
| | Cilindro parabólico (PTC) | Móvil | Lineal | 25 – 100 |
| Seguimiento dos ejes | Disco parabólico | Móvil | Puntual | 1000 – 3000 |
| | Torre de concentración | Fijo | Puntual | 300 – 1000 |

(Fuente:[7], [23])

^a Relación de concentración: se define como el área de apertura dividido por el área receptor del colector.

² Proceso intencional que consiste en agregar impurezas en un semiconductor de alta pureza con el propósito de alterar y mejorar las propiedades eléctricas.

El 74% de la energía requerida por la industria a nivel global es utilizada para calor de procesos [20]. Por este motivo, los sistemas solares térmicos pueden ser empleados para satisfacer gran parte de esta demanda. Típicamente, se emplean colectores de placa plana o evacuados para temperaturas inferiores a 100 °C. Mientras que, en aplicaciones de mayor temperatura, se necesitan tecnologías de concentración con seguimiento solar (CST) [28]. Si bien existen tres niveles de temperatura: bajo, medio y alto, los rangos de temperatura de cada nivel difieren dependiendo del autor. Por este motivo, existen autores que presentan clasificaciones diferentes a las indicadas en la Tabla 1.1 principalmente en cuanto a sistemas de baja temperatura. Según Werner y Constantinescu [29], los sistemas de baja temperatura trabajan a temperaturas inferiores a los 100 °C. Por otro lado, algunos autores establecen un máximo de 90 °C para garantizar una alta eficiencia de los sistemas solares de baja temperatura [27], [30]. Para los fines pertinentes, la siguiente clasificación será utilizada en este trabajo: baja temperatura (<100 °C), media temperatura (100 – 400 °C), alta temperatura (>400 °C). A diferencia de los sistemas fotovoltaicos y colectores estacionarios, que para su funcionamiento utilizan la DNI y DHI, las tecnologías de concentración solar únicamente utilizan la DNI. En las tecnologías de concentración solar, la irradiación solar incidente se concentra en un receptor a través de reflectores. En el receptor, el fluido de transferencia de calor absorbe la energía incidente, lo cual permite aumentar la entalpía del fluido para su posterior uso en la aplicación determinada. De acuerdo con Cevallos y Ramos [31], la implementación de concentradores solares es adecuada para regiones con DNI entre 4 - 6 kWh/m²-día.

Existen cuatro principales tecnologías de concentración solar: cilindro parabólico, disco parabólico, torre de concentración solar y colector lineal Fresnel, como se observa en la Figura 1.7. La Tabla 1.2 muestra una comparación de ciertas características de cada una de las tecnologías.

Tabla 1.2. Características de las cuatro principales tecnologías de concentración solar.

| Tipo de colector | Eficiencia térmica | Rango de temperatura °C | Uso de suelo m²/MWh/año | Nivel de desarrollo tecnológico | Costo relativo^a |
|-------------------------|---------------------------|--------------------------------|---|--|-----------------------------------|
| Cilindro parabólico | Bajo | 50 – 400 | 6 – 8 | Más probada | Bajo |
| Colector Lineal Fresnel | Bajo | 50 – 300 | 4 – 6 | Demostración | Muy bajo |
| Torre de concentración | Alto | 300 – 2000 | 8 – 12 | Madura | Alto |
| Disco parabólico | Alto | 150 – 1500 | 8 – 12 | Demostración | Muy alto |

(Fuente: [1], [7]) ^a Costo relativo en relación con la manufactura de la tecnología necesaria para su funcionamiento, escala cualitativa puede variar con la ubicación geográfica u otro parámetros.

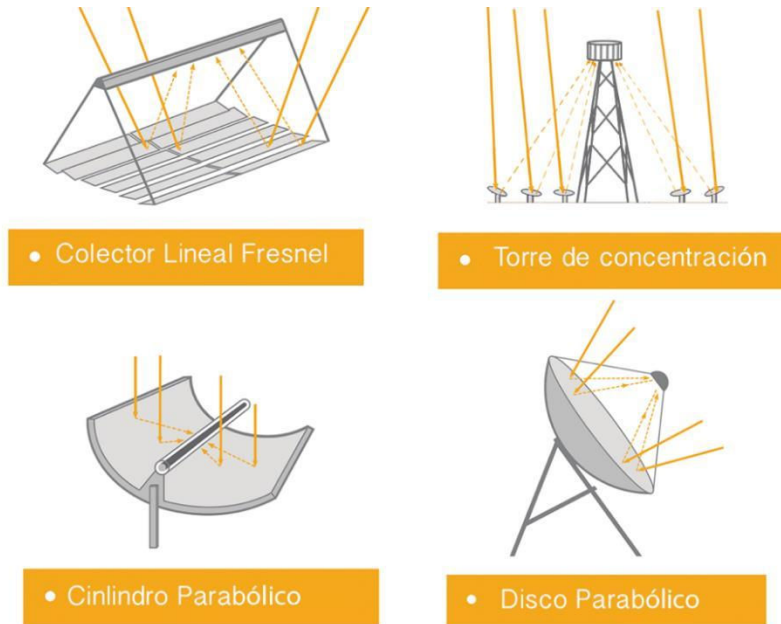


Figura 1.7 Tecnologías de concentración solar.
(Fuente: Adaptación [7], [20])

Concentradores solares tipo Fresnel

Los concentradores solares tipo Fresnel son una tecnología de concentración solar que, como se observa en la Figura 1.8, consisten en un arreglo lineal de espejos casi planos ubicados cerca al suelo que mediante un sistema de seguimiento giran individualmente a lo largo de un eje para focalizar la radiación solar incidente en un receptor lineal fijo por el cual circula un fluido de transferencia de calor (HTF). El HTF aumenta su temperatura por acción de la radiación absorbida y se puede emplear para generar calor para procesos o electricidad, según se requiera [10].

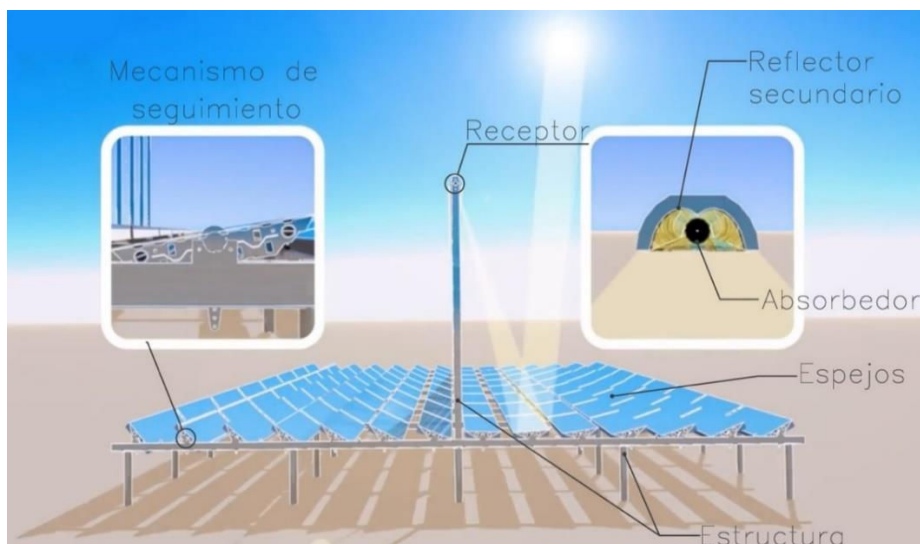


Figura 1.8 Elementos de un colector lineal tipo Fresnel.
(Fuente: Adaptación [32])

En la última década, la tecnología de concentración solar LFC ha despertado interés entre investigadores ya que, presenta varias ventajas frente al resto de CST existentes. Entre las principales ventajas cabe mencionar: reducción de costos de instalación debido a su simplicidad constructiva, bajo factor de utilización de suelos, espejos con sistemas de seguimiento menos robustos debido a las bajas cargas mecánicas en los motores, simplificados sistemas de limpieza de espejos, entre otras [1], [10], [33]. Sin embargo, aunque su eficiencia térmica oscila entre 30 – 40%, esta tecnología presenta un rendimiento térmico menor en comparación con el resto de CST [3].

En este sentido, uno de los elementos más importantes en el desempeño del colector solar es el receptor, puesto que en él se produce la transformación de energía solar a térmica. Dicho elemento es considerado un componente sensible del sistema, ya que en el proceso de transformación de energía intervienen varios parámetros tales como, tipo de fluido base, tipo de nanopartículas, caudal, fracción volumétrica entre otros, lo que puede afectar significativamente al desempeño del receptor [12].

Por este motivo, varios autores han analizado e investigado distintas modificaciones para mejorar la eficiencia térmica del receptor, como, por ejemplo: diferentes configuraciones geométricas del receptor, implementación de nuevos materiales, espejos con sistemas de seguimiento más precisos, HTF con mejores propiedades, entre otras [4]. Las modificaciones planteadas tienen como premisa principal aumentar el coeficiente de transferencia de calor entre el absorbedor³ y el fluido. Sin embargo, aunque se han realizados varios estudios e investigaciones, los sistemas LFC todavía se consideran como una tecnología menos probada. Si bien, resulta menos confiable con respecto a las demás cuya madurez tecnológica es alta, exhibe un alto potencial de desarrollo.

Absorbedores superficiales y volumétricos

En las plantas térmicas solares, la irradiación solar incidente sobre los espejos reflectivos del sistema es redirigida hacia el receptor y captada por el absorbedor (superficial o volumétrico). Para el caso de un absorbedor superficial, como se observa en la Figura 1.10 (a), la radiación solar es redirigida hacia una superficie absorbedora (opaca o selectiva) que, en la mayoría de los casos, es la superficie externa de un tubo circular. Gran parte de la radiación incidente sobre el tubo es absorbida por la superficie exterior del mismo. Una parte del calor absorbido es transmitido por conducción a través del espesor del tubo para finalmente ser transmitido por convección al HTF. Por otro lado, la temperatura que alcanza la superficie absorbedora, debido a la cantidad de

³ El receptor de un colector solar puede contener un absorbedor superficial o volumétrico, revisar la sección: Absorbedores superficiales y volumétricos pág: 29.

energía recibida, es mucho mayor que la del medio exterior. Por lo tanto, existe un intercambio de calor por convección y radiación entre la superficie absorbidora y el medio, lo que se traduce en pérdidas térmicas, que como se observa en la Figura 1.9, es el principal factor influyente en las pérdidas totales del sistema, siendo el calor disponible de aproximadamente el 50% [34]. Es importante destacar que, para el caso de absorbedores superficiales, varios autores cuantifican las pérdidas térmicas del sistema en función de la temperatura superficial alcanzada por el absorbedor [13].

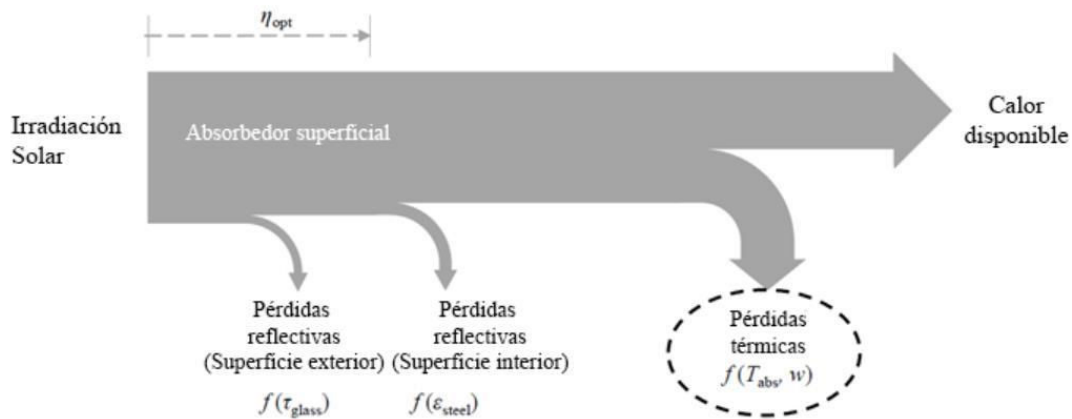
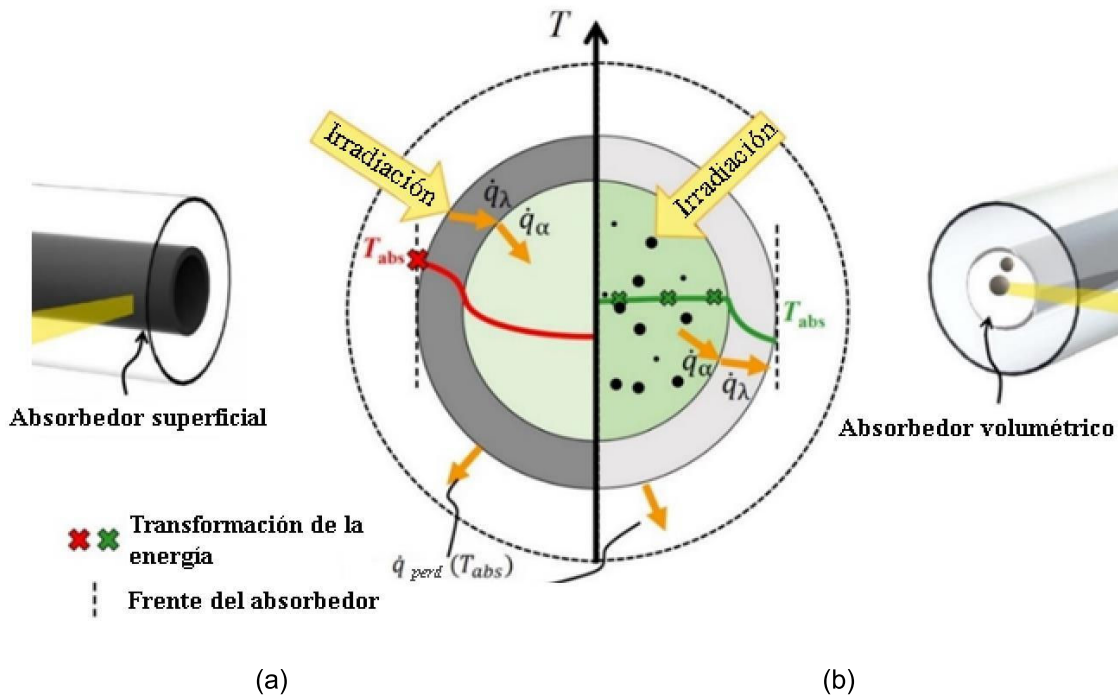


Figura 1.9 Diagrama Sankey de una planta térmica solar. (Fuente: [35])



(a) (b)
Figura 1.10 Tipos de absorbedores. (a) Esquema térmico de un absorbedor superficial. (b) Esquema térmico de un absorbedor volumétrico (Fuente:[35])

Por otra parte, aunque los receptores superficiales son eficientes en la conversión de energía solar a térmica, no son óptimos para transferir el calor a un fluido [17]. Para compensar esta deficiencia, se emplean absorbentes volumétricos que, como se observa en la Figura 1.10 (b), consisten de materiales de características específicas situados o dispersos en la totalidad del volumen del fluido base. Dichos materiales se encargan de absorber directamente la radiación solar incidente para luego transferirlo al fluido, permitiendo que la distribución de temperatura sea uniforme. Los absorbentes volumétricos pueden ser de 2 tipos: porosos (metálicos, cerámicos u otros), donde el HTF se calienta por convección al atravesar la estructura porosa; o de partículas (submicrométricas, micrométricas o milimétricas), las cuales se encuentran suspendidas en un HTF y permiten la transferencia inmediata de calor por conducción y convección al medio en el que se encuentran suspendidas, como se observa en la Figura 1.11 [16], [36]. Este tipo de absorbentes rigen su comportamiento por el efecto volumétrico, el cual establece que la temperatura en el frente del absorbente es más baja en comparación con un absorbente superficial, donde la temperatura de la superficie expuesta a la radiación concentrada es alta. Por este motivo, las pérdidas térmicas por transferencia de calor al ambiente por re-radiación y convección se reducen. [13], [17], [37], [38].

Los sistemas de concentración solar de alta temperatura pueden emplear gases como HTF (comúnmente aire) y absorbentes volumétricos porosos. Estos últimos son utilizados principalmente por su capacidad de mantener sus propiedades a elevadas temperaturas. Por el contrario, en aplicaciones de media y baja temperatura se prefiere utilizar otro tipo de absorbentes volumétricos como, por ejemplo: películas líquidas, espumas metálicas, nanopartículas, entre otros [14], [17], [37], [36].

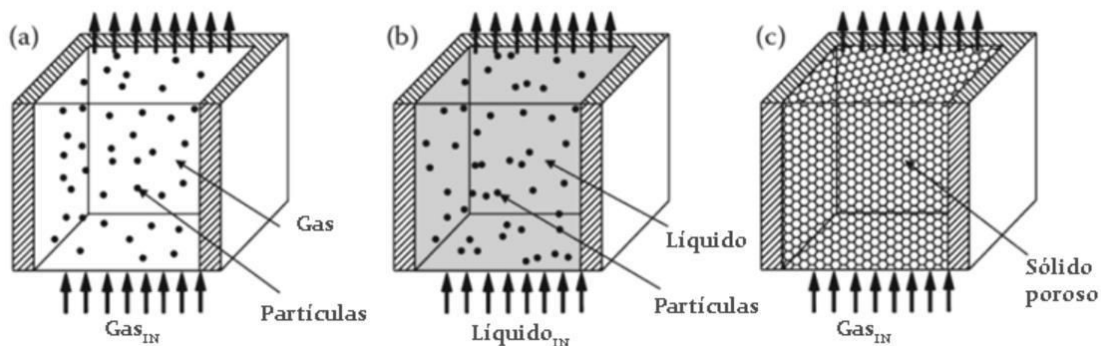


Figura 1.11 Tipos de absorbentes volumétricos. (a) Partículas en gas. (b) Partículas en líquido. (c) Sólido poroso.

(Fuente: [39])

Es importante enfatizar que, las pérdidas térmicas por re-radiación y convección con los alrededores generalmente disminuyen cuando la temperatura alcanzada por el frente

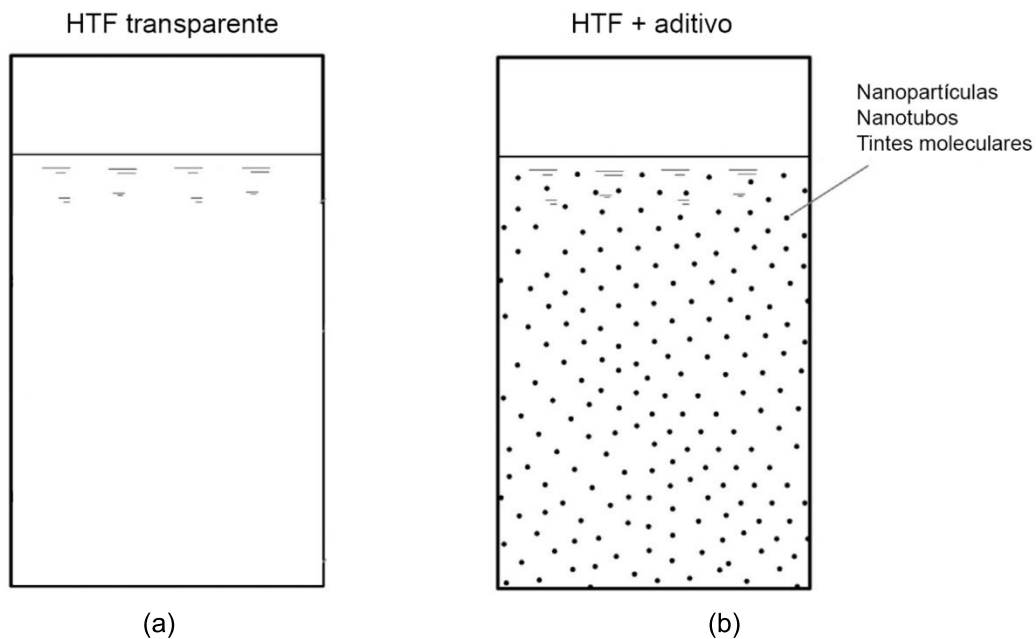
del absorbedor es baja, y viceversa. Por este motivo, en aplicaciones de baja temperatura, la diferencia en el rendimiento del sistema, debido al uso de un absorbedor superficial o volumétrico, no es significativa [35]. Sin embargo, en un sistema de alta temperatura con absorbedor superficial, el absorbedor se encuentra directamente expuesto a la radiación solar incidente por lo que tiende a elevar su temperatura considerablemente, lo que se produce un foco calórico en el receptor, más no una distribución homogénea del calor en el HTF. Por dicho motivo, una de las principales desventajas es que, para maximizar la tasa de transferencia de calor por convección a todo el HTF, se requiere trabajar con flujo turbulento, lo que permitiría enfriar el frente del absorbedor desde el interior y, por lo tanto, reducir las pérdidas térmicas con los alrededores. No obstante, para alcanzar un determinado grado de transferencia de calor, con absorbedores volumétricos no se requiere alcanzar niveles de turbulencia tan elevados como cuando se utiliza absorbedores superficiales. Sin embargo, a pesar de que el uso de dichos absorbedores conlleva varias ventajas, es importante mencionar que su implementación podría demandar un aumento en la capacidad de las bombas y compresores. Por ejemplo, la implementación de absorbedores volumétricos porosos aumenta la caída de presión en el sistema debido a la fricción entre los absorbedores y el fluido. Mientras que, en el caso de partículas en suspensión, el aumento de la capacidad en compresores o bombas se debe al incremento de la viscosidad del fluido al mezclar las partículas con el fluido base [35].

Nanofluidos

Como se observa en la sección (a) de la Figura 1.12, varios de los fluidos de transferencia de calor más comunes (aire, agua y ciertos aceites) son transparentes⁴ sobre el espectro solar, por esta razón, como se observa en la Figura 1.12 (b), requieren aditivos que les permitan absorber en mayor grado la radiación incidente [14]. En este sentido, Choi & Eastman, fueron pioneros en la investigación de nanopartículas suspendidas en un HTF transparente, acuñando el término “nanofluido” [15]. El objetivo fundamental de la adición de dichas nanopartículas en el HTF es mejorar las propiedades térmicas del fluido base, más específicamente, aumentar la conductividad térmica y capacidad calorífica, dos parámetros importantes para la transferencia de calor [4]. Los nanofluidos se clasifican en híbridos y convencionales. Los nanofluidos híbridos tienen más de un tipo de nanopartículas dentro del fluido base, mientras que los nanofluidos convencionales tienen solo un tipo de nanopartículas dentro del fluido base. Dentro de este marco, es necesario considerar que, dependiendo de la fracción

⁴ Transparencia: propiedad óptica de la materia, permite el paso de radiación (determinado espectro) a través de un material o sustancia sin dispersión y absorción apreciable.

volumétrica de las nanopartículas, la forma y el tamaño del nanomaterial se afectan las propiedades termo-físicas de los nanofluidos [40].



(a) (b)
Figura 1.12 Esquema de los tipos de fluidos de transferencia de calor. (a) Fluido transparente. (b) Fluido con suspensión de aditivos.
(Fuente:Adaptación [41])

1.4. Investigaciones desarrolladas

Dentro de la literatura se encontraron varias investigaciones que han sido realizadas con la finalidad de aumentar el desempeño térmico de los colectores solares. Algunos de los parámetros frecuentemente analizados en estas investigaciones son: tipo y geometría del receptor, tipo de HTF que circula en el sistema, tipo de absorbedor, entre otros. Tres enfoques son frecuentemente empleados por distintos autores con dicha finalidad: simulación por volúmenes o elementos finitos, utilizando métodos numéricos y, por último, mediante estudios experimentales. Por este motivo, se realiza un breve análisis de las investigaciones relevantes para el caso del presente trabajo.

Por un lado, el uso de software CFD (volúmenes finitos) es popular entre varios investigadores. Qiyuan Li et al, realizan un análisis mediante ANSYS-CFX (Software comercial) en conjunto con un estudio experimental para determinar la eficiencia térmica en un receptor solar de absorción directa al modificar el tipo de absorbedor en el sistema (absorbedor volumétrico y absorbedor superficial). Los resultados indicaron que los absorbedores superficiales presentan mayor eficiencia térmica que los absorbedores volumétricos debido a la alta reflectividad y pérdida radiativa del tubo de vidrio del absorbedor volumétrico [14]. Por otro lado, Heimsath realiza un análisis mediante OpenFOAM (Software libre) para determinar las pérdidas térmicas en el receptor y la distribución de temperatura en el HTF en función de un análisis paramétrico de la

geometría del receptor y las propiedades térmicas de los materiales. Los resultados arrojaron que la temperatura del reflector secundario⁵ influye de forma significativa en las pérdidas de calor para geometrías específicas [12].

Por otro lado, hay investigadores que prefieren utilizar enfoques numéricos para alcanzar sus objetivos. Por ejemplo, Ghodbane et al., con la finalidad de determinar la eficiencia térmica de un LFC para rangos bajos de temperatura (60 – 80 °C), realizan una simulación numérica en MATLAB del comportamiento térmico del sistema, complementada por una validación experimental. Los resultados indicaron que los valores obtenidos mediante la simulación numérica se asemejan en gran medida a los valores obtenidos en el ensayo experimental. De igual forma, se obtuvo que el rango de trabajo del sistema es bajo ya que opera aproximadamente entre 60 – 80 °C y alcanza una eficiencia que apenas excede el 29% [11]. Por otro lado, Ordóñez analiza el comportamiento térmico de un receptor solar de partículas mediante el desarrollo de un modelo de transferencia de calor por convección - radiación. En ese modelo se utiliza el enfoque numérico para facilitar la ejecución de análisis paramétricos y determinar la influencia de las propiedades ópticas en las pérdidas radiativas. Los resultados sugieren que, implementar partículas cercanas a un radio de 1,0 μm minimiza las pérdidas radiativas. También se indica que la eficiencia del receptor, para todos los materiales estudiados, se maximiza a partir de un espesor óptico⁶ cercano a 4,0 [16]. Por último, Lenert et al. investigan el diseño de receptores volumétricos de nanofluidos y desarrollan un modelo numérico unidimensional transitorio que examina el efecto de la concentración solar y el espesor óptico en la distribución de temperaturas dentro del receptor. Los resultados indican que la eficiencia de este tipo de sistemas aumenta cuando se incrementa la concentración solar. Por otro lado, en el receptor se obtiene eficiencia térmica mayor a 35% cuando el sistema de concentración solar se encuentra optimizado con respecto al espesor óptico, y al tiempo de exposición solar y conectado directamente a un ciclo de potencia [17].

En este contexto, cabe destacar que por más de dos décadas se han realizados estudios sobre la implementación de nanofluidos como absorbedores volumétricos en sistemas de concentración solar. En este sentido, se han desarrollado investigaciones empleado distintos nanofluidos a base de agua y/o aceites, donde los nanomateriales más utilizados son: Al_2O_3 , Cu, CuO, TiO_2 y nanotubos de carbono de paredes múltiples (MWCNT). La mayoría de los estudios están asociados con aplicaciones en PTC, demostrando que, tanto teórica como experimentalmente, los colectores que emplean

⁵ Reflectores colocados generalmente en el receptor, cumplen con la funcionalidad de mejorar la concentración del flujo solar.

⁶ El espesor óptico, indica la intensidad con la que un medio atenúa la radiación.

nanofluidos pueden ser entre 5 y 10% más eficientes que los convencionales [42]. Pese a esto, la cantidad de estudios en otras tecnologías solares, como LFC, es limitada [43]. Por ejemplo, Bellos et al. investigan el uso de Syltherm 800 / CuO en un LFC con espejos primarios planos y un reflector secundario parabólico para un rango de temperaturas de entrada de 350 a 650 K a un caudal igual a 200 L/min utilizando SolidWorks. También, investigan el uso de aletas longitudinales internas en el absorbedor y su influencia en el desempeño del sistema con y sin la utilización de nanofluidos. Los resultados indican una mejora en la eficiencia térmica del 0,28% al emplear únicamente nanofluidos y del 0,61% al implementar aletas internas sin nanofluidos. Sin embargo, el caso más favorable resulta de la combinación de estas técnicas, con un 0,82% de mejoría en la eficiencia térmica del sistema [44]. En otro estudio, Bellos y Tzivanidis investigan el mismo nanofluido, con un reflector secundario de forma parabólica compuesta en el receptor, logrando alcanzar una mejora de 0,80% en la eficiencia térmica sin necesidad de implementar aletas internas. Además, cabe resaltar que el uso de aletas internas conduce a una mayor demanda de trabajo de bombeo en comparación con el uso exclusivo de nanofluidos [45]. Ghodbane et al. analiza, a través de un estudio numérico con validación experimental, la influencia en el comportamiento térmico de un prototipo de LFC al emplear MWCNT dispersos en agua destilada. El receptor consta de cuatro tubos de cobre pintados de negro por el cual circula el nanofluido y de un reflector secundario trapezoidal. Se obtuvo como resultado la mejoría de la transferencia de calor entre el absorbedor de cobre y el nanofluido con respecto a únicamente el fluido base. También se determinó una fracción volumétrica⁷ óptima (0,30%) con la cual se alcanza la eficiencia térmica más alta de 33,81%. En otras palabras, con respecto al fluido base (agua destilada), la eficiencia mejoró aproximadamente en un 4% [15]. Para resumir, pese a los diferentes enfoques empleados, los autores coinciden en que la implementación de nanofluidos es beneficiosa en sistemas LFC. Pese a esto, es necesario muchos más estudios para consolidar las futuras aplicaciones de nanofluidos en estos tipos de sistemas de concentración solar.

⁷ Medida adimensional de la concentración volumétrica de nanopartículas en el fluido.

2. METODOLOGÍA

En este capítulo se presentará la metodología, descripción, consideraciones y desarrollo de los modelos radiativo y convectivo para el colector lineal Fresnel de media temperatura. El desarrollo del modelo radiativo incluirá la formulación y simplificación de la ecuación de transferencia radiativa, la cual permitirá determinar el flujo de calor radiativo en función de la intensidad de radiación considerando: un modelo de monodispersión de partículas y la implementación de integrales exponenciales de orden n . Por otra parte, el desarrollo del modelo convectivo incluirá la formulación de la ecuación de la energía, la transferencia de calor por convección en un canal de placas paralelas, el modelo de turbulencia, el perfil de velocidades, las condiciones térmicas de borde y el balance del flujo de entalpías. También, se abordará el método de acople del modelo convectivo con el modelo radiativo. Por último, se presentará la descripción y el desarrollo del método de discretización utilizado en el presente estudio para su posterior programación en Python.

2.1. Modelo radiativo simplificado

Descripción y consideraciones del modelo

El modelo radiativo desarrollado será un modelo simplificado debido a que el alcance del presente trabajo no contempla el desarrollo de dicho modelo, sino únicamente su acople con el modelo convectivo. Para dicho modelo, se emplea un receptor trapezoidal LFC que consiste en un canal rectangular compuesto por tres superficies opacas (superficies laterales y superior), una superficie de vidrio (superficie inferior) la cual hace las veces de absorbedor y 2 reflectores secundarios, como se observa en la Figura 2.1. Los reflectores secundarios son elementos del receptor ya que cumplen con la funcionalidad de mejorar la concentración del flujo solar. Sin embargo, para el presente trabajo se considerará un flujo de calor colimatado⁸ perpendicular a la superficie de vidrio, por lo que no habrá efecto de dichos elementos.

El modelo tomará en cuenta las siguientes simplificaciones y consideraciones: flujo solar concentrado colimatado perpendicular a la superficie de vidrio, modelo de dispersión de Rayleigh (solamente absorbivo) para las partículas del nanofluido y monodispersión de partículas, es decir todas las partículas son de igual tamaño.

⁸ Un haz de luz colimado u otra radiación electromagnética tiene rayos paralelos entre sí.

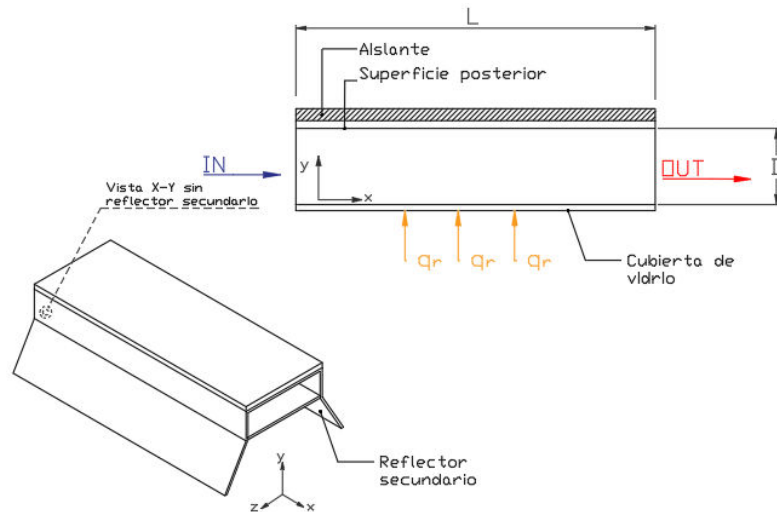


Figura 2.1 Esquema del receptor del LFC considerado para el estudio.

La placa inferior de vidrio permitirá el paso de la radiación solar colimatada (espectro visible) que interactuará con las partículas del nanofluido. Las partículas absorberán la radiación solar y se calentarán por este efecto. Debido a su cambio de temperatura, las partículas emitirán radiación difusa (espectro infrarrojo, en todas direcciones). Tanto para la absorción como para la emisión, las partículas se considerarán cuerpo negro. La radiación solar que llegue a la superficie posterior será reflejada en su totalidad, pudiendo alcanzar nuevamente la superficie de vidrio y salir del canal. La superficie posterior se considera reflectiva en el espectro visible, pero cuerpo negro en el espectro infrarrojo, así como el vidrio se considera transparente en el espectro visible, pero cuerpo negro en el espectro infrarrojo. Para mayor detalle de las propiedades ópticas de las superficies del receptor, referirse a la Tabla 2.1.

Tabla 2.1 Propiedades ópticas de las superficies del receptor.

| Propiedades | Espectro Visible | | Espectro Infrarrojo | |
|--------------------|-------------------------|----------------------|----------------------------|----------------------|
| | Superficie de vidrio | Superficie posterior | Superficie de vidrio | Superficie posterior |
| Absortividad [-] | 0,0 | 0,0 | 1,0 | 1,0 |
| Reflectividad [-] | 0,0 | 1,0 | 0,0 | 0,0 |
| Transmisividad [-] | 1,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 |

Dichas consideraciones son ideales con la finalidad de simplificar el modelo radiativo implementado. Es importante indicar que, las consideraciones de cuerpo negro son válidas únicamente para el desarrollo del modelo radiativo.

Desarrollo del modelo

En esta sección se presentará el desarrollo paso a paso del modelo matemático radiativo del sistema.

Formulación de la ecuación de transferencia radiativa

La ecuación general de transferencia radiativa (RTE) es una ecuación integro-diferencial que describe la conservación de la intensidad de radiación (I) a lo largo de una dirección fija a través de un medio; dicha ecuación considera la atenuación e incremento de la intensidad de radiación por acción de los fenómenos de absorción, dispersión y emisión como se muestra en la ecuación (2.1) [46].

$$\vec{s} \cdot \nabla I = \kappa I_b - \beta I + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{s}_i) \phi(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega_i \quad (2.1)$$

Donde, $\vec{s} \cdot \nabla I$ describe el cambio de intensidad radiativa a lo largo de la dirección \vec{s} ; κI_b representa la ganancia de energía debido a la emisión del medio, donde κ es el coeficiente de absorción e I_b es la intensidad de cuerpo negro; βI representa la atenuación total de la intensidad debido a la absorción y dispersión en el medio, donde β es el coeficiente de extinción; finalmente, el último término de la ecuación representa la ganancia de energía como resultado de la dispersión desde cualquier dirección de propagación en la dirección \vec{s} , donde σ_s se conoce como coeficiente de dispersión, $I(\vec{s}_i)$ como la intensidad en la dirección \vec{s}_i , $\phi(\vec{s}_i, \vec{s})$ como la función de fase de dispersión y $d\Omega_i$ como el diferencial del ángulo sólido en la dirección \vec{s}_i . La respuesta formal de la ecuación (2.1) se muestra en la ecuación (2.2)

$$I(r, \vec{s}) = I_w(\vec{s}) e^{-\tau_s} + \int_0^{\tau_s} S(\tau'_s, \vec{s}) e^{-(\tau_s - \tau'_s)} d\tau'_s \quad (2.2)$$

Donde, el término $I_w(\vec{s}) e^{-\tau_s}$ representa la contribución de la intensidad local que es atenuada exponencialmente a lo largo del espesor óptico τ_s el cual se determina en función del coeficiente de extinción, como se muestra en la ecuación (2.3). El espesor óptico, indica la intensidad con la que un medio atenúa la radiación y es medido desde un punto en la pared ($\tau'_s = 0$) hasta el punto en consideración ($\tau'_s = \tau_s$) en la dirección \vec{s} . Por otro lado, $S(\tau'_s, \vec{s})$ es el término fuente radiativo y se representa de acuerdo con la ecuación (2.4) [46], [47].

$$\tau_s = \int_0^s \beta(s) ds = \frac{\tau}{\cos\theta} \quad (2.3)$$

$$S(\tau'_s, \vec{s}) = (1 - \omega) I_b(\tau'_s) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I(\tau'_s, \vec{s}_i) \phi(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega_i \quad (2.4)$$

Donde, ω es el albedo de dispersión simple y se representa de acuerdo con la ecuación (2.5).

$$\omega \equiv \frac{\sigma_s}{\kappa + \sigma_s} = \frac{\sigma_s}{\beta} \quad (2.5)$$

En este sentido, la ecuación (2.1) se puede expresar, para un problema de atenuación de radiación entre placas paralelas (unidimensional), en función del espesor óptico en dirección perpendicular a las placas ($\tau = \int_0^y \beta dy$), del albedo de dispersión simple ω y del coseno director $\mu = \cos\theta$, como se muestra en la ecuación (2.6).

$$\mu \frac{dI}{d\tau} + I = (1 - \omega)I_b + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_i) \phi(\mu, \mu_i) d\mu_i = S(\tau, \mu) \quad (2.6)$$

La solución de la ecuación (2.6) se presenta a continuación:

$$\begin{aligned} I^+(\tau, \mu) &= I_1(\mu)e^{-\tau/\mu} + \int_0^\tau S(\tau', \mu)e^{-(\tau-\tau')/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}, & 0 < \mu < 1 \\ I^-(\tau, \mu) &= I_2(\mu)e^{(\tau_L-\tau)/\mu} - \int_\tau^{\tau_L} S(\tau', \mu)e^{(\tau'-\tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}, & -1 < \mu < 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

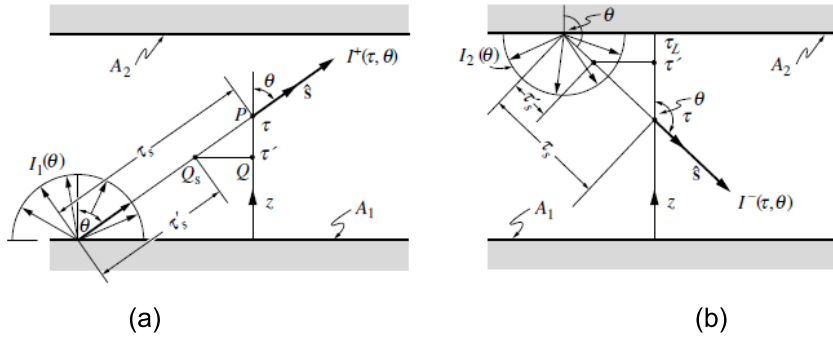


Figura 2.2 Coordenadas para las intensidades radiativas en un medio entre placas paralelas: (a) direcciones hacia arriba, (b) direcciones hacia abajo. (Fuente: [46])

Una vez obtenida la intensidad de la radiación I , se procede a integrar dicho término en todas las direcciones con la finalidad de obtener el flujo de calor radiativo q , como se muestra en la ecuación (2.8).

$$\begin{aligned} q(\tau) &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I(\tau, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\psi = 2\pi \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu) \mu d\mu \\ &= 2\pi \left\{ \int_0^1 I_1(\mu) e^{-\tau/\mu} \mu d\mu - \int_0^1 I_2(-\mu) e^{-(\tau_L-\tau)/\mu} \mu d\mu \right. \\ &\quad \left. + \int_0^1 \left[\int_0^\tau S(\tau', \mu) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau' - \int_\tau^{\tau_L} S(\tau', -\mu) e^{-(\tau'-\tau)/\mu} d\tau' \right] d\mu \right\} \end{aligned} \quad (2.8)$$

En este sentido y considerando un medio no dispersivo, el término fuente $S(\tau', \mu)$ se reduce a la intensidad local de cuerpo negro $I_b(\tau')$ [46]. De la misma manera, los términos de intensidad incidente I_1 e I_2 se encuentran representados por el flujo solar concentrado colimatado y por la intensidad de cuerpo negro de las superficies interior y posterior. En el primer caso, I_1 se encuentra representado por la suma del calor colimatado en la entrada del canal y la intensidad de cuerpo negro emitida por la

superficie de vidrio. Por otro lado, I_2 considera el calor colimatado reflejado por la pared posterior del canal y la intensidad de cuerpo negro emitida por dicha superficie, como se muestra en la ecuación (2.9) [16].

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{q_0^+ \delta(\mu - \mu_0)}{2\pi} + I_{b1} \\ I_2 &= \frac{q_0^- \delta(\mu - \mu_0)}{2\pi} + I_{b2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Tomando en cuenta las consideraciones previamente mencionadas, las ecuaciones (2.7) y (2.8) se reescriben como se muestra a continuación.

$$\begin{aligned} I^+(\tau', \mu) &= \frac{q_0 \delta(\mu - \mu_0)}{2\pi} e^{-\tau/\mu} + I_{b1} e^{-\tau/\mu} \\ &\quad + \frac{1}{\mu} \int_0^\tau I_b(\tau') e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau' \quad 0 < \mu < 1 \\ I^-(\tau', \mu) &= -\frac{q_0 \delta(\mu - \mu_0)}{2\pi} e^{-(2\tau_L-\tau)/\mu} + I_{b2} e^{-(\tau_L-\tau)/\mu} \\ &\quad - \frac{1}{\mu} \int_\tau^{\tau_L} I_b(\tau') e^{(\tau'-\tau)/\mu} d\tau' \quad -1 < \mu < 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} q(\tau) &= q_0 e^{-\tau/\mu_0} - q_0 e^{-(2\tau_L-\tau)/\mu_0} \\ &\quad + 2\pi \left[I_{b1} \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu - I_{b2} \int_0^1 e^{-(\tau_L-\tau)/\mu} \mu d\mu \right. \\ &\quad \left. + \int_0^\tau I_b(\tau') \int_0^1 e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\mu d\tau' - \int_\tau^{\tau_L} I_b(\tau') \int_0^1 e^{-(\tau'-\tau)/\mu} d\mu d\tau' \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Integrales exponenciales de orden n

La expresión obtenida para el flujo de calor radiativo indicada en la ecuación (2.11) se puede expresar mediante integrales exponenciales de orden n , E_n lo cual es una práctica recurrente dentro de la resolución de transferencia radiativa. Dicho concepto se introduce con la finalidad de compactar y simplificar la manipulación de dicha ecuación. Las integrales de orden n se rigen por la ecuación (2.12) [46].

$$E_n(x) = \int_1^\infty e^{-xt} \frac{dt}{t^n} = \int_0^1 \mu^{n-2} e^{-x/\mu} d\mu \quad (2.12)$$

Una vez introducido dicho concepto en la ecuación (2.11), se obtiene la ecuación que se muestra a continuación.

$$q(\tau) = q_o e^{-\tau/\mu_o} - q_o e^{-(2\tau_L - \tau)/\mu_o} + 2\pi \left[I_{b1} E_3(\tau) - I_{b2} E_3(\tau_L - \tau) + \int_0^\tau I_b(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' - \int_\tau^{\tau_L} I_b(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau' \right] \quad (2.13)$$

Posteriormente y como se indicó al comienzo del presente modelo, el flujo radiativo será perpendicular a la superficie de vidrio, por tanto, el coseno director μ_o será igual a 1. Además, al considerar el medio como un medio gris, se aplicará el concepto de intensidad de cuerpo negro que se expresa como $I_b = n^2 \sigma_{SB} T^4 / \pi$ donde, σ_{SB} es la constante de Stefan Boltzmann, T es la temperatura local del nanofluido y n es la componente real del índice complejo de refracción $m = n - ik$ [46]. Reemplazando dicha definición en la ecuación (2.13) se obtiene la ecuación (2.14).

$$q(\tau) = q_o e^{-\tau} - q_o e^{-(2\tau_L - \tau)} + 2n^2 \sigma_{SB} T_1^4 E_3(\tau) - 2n^2 \sigma_{SB} T_2^4 E_3(\tau_L - \tau) + 2 \int_0^\tau n^2 \sigma_{SB} T^4(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' - 2 \int_\tau^{\tau_L} n^2 \sigma_{SB} T^4(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau' \quad (2.14)$$

Los valores de las integrales exponenciales se obtendrán de las ecuaciones que se muestran en la ecuación (2.15) que fueron obtenidas mediante una regresión exponencial de las curvas cuyos datos se encuentran tabulados en el libro "Heat Radiative Transfer" de Modest, M., [46] y se encuentran graficados en que la Figura 2.3.

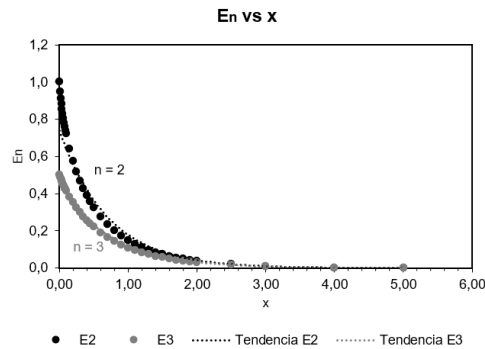


Figura 2.3 E_n vs x .
(Fuente: Adaptado [46])

$$E_2 = 0,7403 e^{-1,422x}$$

$$E_3 = 0,443 e^{-1,302x} \quad (2.15)$$

Monodispersión de partículas

El modelo de monodispersión de partículas considera que todas las partículas que actúan en el medio son de igual tamaño. Por este motivo, el coeficiente de extinción β se puede calcular a partir de la ecuación (2.16) [46].

$$\beta = \kappa + \sigma_s = N_T C_{ext} = \pi r^2 N_T Q_{ext} \quad (2.16)$$

Donde, N_T es el número de partículas por volumen total en el sistema. Dicho término puede también expresarse en función de la fracción volumétrica, como se muestra en la ecuación (2.17), donde r es el radio de una partícula y Q_{ext} es el factor de eficiencia de extinción, el cual se determina a partir de la ecuación (2.18) donde, como se indicó previamente, $m = n - ik$ representa el índice complejo de refracción y $x = 2\pi r/\lambda$ representa el parámetro de tamaño que se determina en función del radio de la partícula r y longitud de onda λ .

$$N_T = \frac{N}{V} = \frac{\varphi}{V_{1p}} = \frac{3\varphi}{4\pi r^3} \quad (2.17)$$

$$Q_{abs} = -4\Im \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right\} x \approx Q_{ext} \quad (2.18)$$

Por último y tomando en cuenta las ecuaciones (2.17) y (2.18), el coeficiente de extinción de la ecuación (2.16) se reescribe como se muestra en la ecuación (2.19).

$$\beta = 0,75 \frac{\varphi}{r} Q_{ext} \quad (2.19)$$

2.2. Modelo convectivo

Descripción y consideraciones del modelo

El presente modelo estudiará el comportamiento convectivo de un sistema LFC con receptor volumétrico de placas paralelas con reflector secundario trapezoidal. Con base en la Figura 2.1, la longitud del receptor (dirección x) se asumirá lo suficientemente larga como para simplificar el modelo convectivo a dos dimensiones [16]. El receptor es considerado volumétrico debido a que utiliza nanopartículas como absorbedor. Dichas partículas serán de carburo de silicio, con tamaños típicos entre 10 a 45 nanómetros para garantizar el equilibrio térmico local, sin embargo, es importante indicar que se asumirá que las partículas utilizadas serán de un mismo tamaño. Además, la temperatura local del fluido estará definida por la temperatura de las nanopartículas que lo rodean. El fluido en el que se encontrarán suspendidas las nanopartículas será aceite, lo que da como resultado un nanofluido de base líquida. Dicho nanofluido, fluirá a lo largo de la dirección x , a través de un canal de placas paralelas separadas una distancia D , mientras que, la radiación incidente ingresará al sistema en la dirección y , es decir, será perpendicular al flujo del nanofluido.

De igual forma, para el desarrollo del presente trabajo se tomará en cuenta las siguientes consideraciones: flujo turbulento en estado estable y completamente

desarrollado, fluido incompresible sin generación interna de calor y temperatura de entrada del nanofluido constante, [16], [48]. En relación con las propiedades del fluido: la densidad y el calor específico serán independientes de la temperatura debido al bajo rango de temperaturas de trabajo del sistema (40 – 120 °C) [4]. Por el contrario, la conductividad térmica será un parámetro que variará en función de la temperatura. Por este motivo, se utilizará una tabla de valores de conductividad térmica en función de la temperatura para obtener el valor adecuado mediante interpolaciones, lo que permitirá reducir la complejidad de la ecuación de la energía al excluir este parámetro del divergente de la temperatura. De igual manera, para el caso particular de aceite como fluido base, se considerará la variación de forma exponencial de la viscosidad por acción de la temperatura. También, es importante indicar que, además de la temperatura, otro parámetro influyente en las propiedades termo físicas del fluido es la concentración de nanopartículas en el fluido (también conocido como fracción volumétrica), factor que de igual forma será considerado en el desarrollo del código en Python. Para finalizar, en la Tabla 2.2 se detallan las propiedades fundamentales de los componentes principales del receptor del sistema LFC que se utilizarán para el presente estudio.

Tabla 2.2 Propiedades de los componentes del LFC.

| Componente | Material | | | |
|---|---|--------------|--------------------|--------------|
| | Descripción | Símbolo | Unidades | Valor |
| Cubierta de vidrio | Vidrio común | | | |
| | Conductividad térmica | k_v | W/m-K | 1,10 |
| | Espesor | e | m | 0,01 |
| | Densidad | ρ_v | kg/m ³ | 2225 |
| Fluido de transferencia de calor | Aceite térmico Therminol [®] VP-3 ^a | | | |
| | Densidad (40°C) | ρ_{bf} | kg/m ³ | 9923 |
| | Viscosidad cinemática (40°C) | ν_{bf} | mm ² /s | 2,03 |
| | Viscosidad dinámica (40°C) | μ_{bf} | Pa-s | 0,00187 |
| | Calor específico (40°C) | $C_{p_{bf}}$ | kJ/kg-K | 1,698 |
| | Conductividad térmica (40°C) | k_{bf} | W/m-K | 0,115 |
| Nanopartículas | Grafito (r = 0,025 μ m) | | | |
| | Conductividad térmica | k_{np} | W/m-K | 6,0 |
| | Calor específico | $C_{p_{np}}$ | kJ/kg-K | 770 |
| | Densidad | ρ_{np} | kg/m ³ | 2260 |
| | Índice complejo de refractancia | m | - | 0,66 – 1,15i |

(Fuente:[3], [49]–[52])

^a Se utiliza como fluido base, para determinar las propiedades efectivas del nanofluido.

Desarrollo del modelo

En esta sección se presentará el desarrollo paso a paso del modelo matemático convectivo del sistema.

Formulación de la ecuación de la energía.

La ecuación general de la energía se deriva de la primera ley de la termodinámica, la cual hace referencia al principio de conservación de la energía. Este postulado permite realizar un estudio de la interacción entre las distintas formas de energía presentes en un sistema [53]. En este sentido, la energía interna por unidad de masa de un sistema es función del tiempo y espacio. Es decir, la energía interna (formas microscópicas de la energía, por ejemplo: la energía cinética de las partículas de un fluido) se encuentra especificada en términos del estado termodinámico local [16], [53]. En este sentido, el desarrollo de la ecuación general de la energía puede ser encontrado en varios estudios. Por este motivo, la ecuación general de la energía, de la cual partirá el presente trabajo, se indica en la ecuación (2.20) y es obtenida de la tesis doctoral: “*Optimisation d’un récepteur solaire haute température à polydispersion de particules*” [16]. Se procederá a realizar la simplificación de la ecuación (2.20), para lo cual se considerará un volumen de control definido en todo el interior del receptor y se tomará en cuenta los siguientes procesos de transferencia de calor: convección interna, convección externa, conducción y flujo de calor radiativo.

$$\rho_f C_p \frac{DT}{dt} = \nabla(k_f \nabla T) + \beta_f T \frac{DP}{Dt} + \mu_f \Phi + Q''' - \nabla \vec{q}_r(T) \quad (2.20)$$

Para realizar el proceso de simplificación de la ecuación general de la energía, ecuación (2.20), se debe identificar los términos presentes y su representación. Por ejemplo, $\rho_f C_p \frac{DT}{dt}$ representa el almacenamiento térmico, $\nabla(k_f \nabla T)$ es el término de conducción térmica, $\beta_f T \frac{DP}{Dt}$ es el término de trabajo de las fuerzas de presión (compresibilidad), $\mu_f \Phi$ es el término de trabajo de las fuerzas viscosas (disipación viscosa de calor), Q''' es el término de generación interna de calor y por último, $\nabla \vec{q}_r(T)$ es el término de la divergencia del calor radiativo. Este último es precedido por un signo negativo que indica que el flujo de calor radiativo se encuentra ingresando al sistema. En este contexto, como primer paso en la formulación de la ecuación de la energía del modelo convectivo, se procede a representar como expresiones matemáticas las suposiciones del modelo, previamente explicadas en la sección: Descripción y consideraciones del modelo. Dichas expresiones se pueden encontrar en la Tabla 2.3.

Tabla 2.3 Supuestos del modelo expresados de forma matemática.

| Supuesto | Expresión matemática |
|----------------------------------|---|
| Flujo estacionario | $\frac{DT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}\nabla T = \vec{V}\nabla T$ |
| Fluido incompresible | $\beta_f = 0$ $\rho_f = \text{constante}$ |
| Generación interna de calor nula | $Q''' = 0$ |

Aplicando estas condiciones en la ecuación general de la energía, ecuación (2.20), se obtiene la ecuación (2.21), que se muestra a continuación:

$$\rho_f C_p \vec{V}\nabla T = \nabla(k_f \nabla T) + \mu_f \Phi - \nabla \vec{q}_r(T) \quad (2.21)$$

Posteriormente, se procede a realizar un análisis dimensional con la finalidad de obtener una serie de grupos y números adimensionales para identificar aquellos que son despreciables y suprimirlos. El procedimiento del análisis dimensional de la ecuación (2.21) se muestra en el Anexo A. El resultado de este procedimiento se puede observar en la ecuación (2.22).

$$\rho_f^* C_p^* \vec{V}^* \nabla^* \theta = \frac{1}{P_e} [\nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta) - N_R \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta)] + \frac{Ec}{Re} (\mu_f^* \Phi^*) \quad (2.22)$$

En este sentido, se analiza el término de disipación viscosa, $Ec/Re (\mu_f^* \Phi^*)$. Para lo cual, se requiere analizar los números de Eckert y Reynolds que se muestran en la ecuación (2.23).

$$Ec = \frac{U_\infty^2}{C_p \Delta T} \quad Re = \frac{\rho_f U_\infty D}{\mu_f} \quad (2.23)$$

En este sentido, en un estudio realizado por Bellos et al., se indica que el valor del C_p de aceite con nanopartículas (nanofluido) oscila entre 1300 – 1600 J/kg-K [4]. De igual forma, según se indicó previamente, el sistema analizado en el presente trabajo opera en un nivel medio de temperaturas. Por esta razón, la variación de temperatura ΔT oscila entre 60 – 120 K. Por tanto, una vez multiplicados estos dos términos, se obtiene como resultado un valor alto lo que, al invertirlo y relacionarlo con la velocidad del fluido libre elevada al cuadrado, U_∞^2 , da como resultado un valor de Eckert bajo. Posteriormente, como se indicó en las suposiciones del modelo, el régimen en la que trabaja este sistema es turbulento, por lo que se requiere un número de Reynolds mayor a 10^4 [54]. Por este motivo, al relacionar Ec (bajo)/ Re (alto) se obtiene un valor despreciable, lo que permite suprimir el término de disipación viscosa de la ecuación (2.22) obteniendo una nueva ecuación reducida que se muestra en la ecuación (2.24).

$$\rho_f^* C_p^* \vec{V}^* \nabla^* \theta = \frac{1}{P_e} [\nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta) - N_R \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta)] \quad (2.24)$$

Transferencia de calor por convección en un canal de placas paralelas.

Para introducir el fenómeno de transferencia de calor del modelo planteado (canal de placas paralelas) se define el origen de coordenadas en (x, y) y se procede a expandir la ecuación (2.24) en sus términos respectivos, como se muestra en la ecuación (2.25).

$$\rho_f C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial q_{r,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (2.25)$$

La expansión de términos que se observa en la ecuación (2.25) se realiza con la finalidad de, una vez más, reducir los términos despreciables. Para esto, se considera un flujo unidimensional ($v = 0$; $u(0, y) = \text{especificado}$), completamente desarrollado y a temperatura uniforme en la entrada ($T(0, y) = T_{in}$). Aplicando estas condiciones a la ecuación (2.25), se obtiene como resultado la ecuación (2.26).

$$\rho_f C_p u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial q_{r,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (2.26)$$

Con base en la ecuación (2.26), nuevamente se procede a realizar un análisis dimensional para obtener una serie de grupos y números adimensionales para identificar los términos despreciables y proceder a suprimirlos. El procedimiento del análisis dimensional se muestra en el Anexo A y el resultado se muestra en la ecuación (2.27).

$$u^*(y^*) \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{Pe^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{*2}} - \frac{N_R}{Pe} \frac{\partial q_r^*}{\partial x^*} - N_R \frac{\partial q_{r,y}^*}{\partial y^*} \quad (2.27)$$

En este sentido, se realiza un análisis del número de Peclet, $Pe = RePr$. Para lo cual, al observar la ecuación (2.27), se puede deducir que a valores elevados de Peclet, la difusión de calor y la transferencia de calor radiativo en el eje axial son despreciables. En este sentido, como se indicó previamente, el número de Reynolds para régimen turbulento es mayor a 10^4 [54]. Mientras que, según Bejan [55], los aceites se manejan con números de Prandtl elevados, es decir, $Pr > 1$. Por este motivo, al multiplicar ambos términos, se obtienen valores elevados del número de Peclet ($Pe > 100$) [16], lo que permite eliminar los términos de difusión de calor y la transferencia de calor radiativo en el eje axial de la ecuación (2.27), obteniendo como resultado la ecuación (2.28).

$$u^*(y^*) \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{*2}} - N_R \frac{\partial q_{r,y}^*}{\partial y^*} \quad (2.28)$$

Posteriormente, se procede a reescribir la ecuación (2.28) en sus términos dimensionales, como se muestra en la ecuación (2.29).

$$\rho_f C_p u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (2.29)$$

Modelo de turbulencia

Es conocido que, para mejorar la transferencia de calor en flujo interno, se requiere un flujo turbulento en el fluido para así, aumentar el coeficiente de transferencia de calor por convección, h_{conv} [56]. Por este motivo, para asegurar mayor transferencia de calor en el HTF, se requiere que el nanofluido se encuentre en régimen turbulento. Para esto, se aplica el modelo promediado en el tiempo según la descomposición clásica de Reynolds para las posiciones x y y como se muestra a continuación. Es importante indicar que, la longitud en la dirección z se definirá lo suficientemente larga como para considerar el modelo como bidimensional.

$$u = \bar{u} + u' \quad v = \bar{v} + v' \quad T = \bar{T} + T' \quad (2.30)$$

Donde, los valores con una raya encima representan el valor promedio del comportamiento del sistema durante un largo periodo de tiempo. Mientras que, los valores que contienen una comilla ' representan las fluctuaciones impredecibles del modelo en cada instante de tiempo. Por este motivo, al reemplazar esta descomposición en la ecuación (2.29), se obtiene la ecuación (2.31).

$$\rho_f C_p \bar{u} \frac{\partial(\bar{T})}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho_f C_p \overline{v'T'} \right) - \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \quad (2.31)$$

En base a esta ecuación, se utiliza el modelo algebraico del flujo de calor turbulento, indicado en la ecuación (2.32), el cual permite obtener el flujo de calor debido al flujo turbulento del fluido. Esto se realiza con la finalidad de eliminar los términos de las fluctuaciones y reescribir la ecuación únicamente en términos de los valores promedio de velocidad y temperatura.

$$-\rho_f C_p \overline{v'T'} = \rho_f C_p \epsilon_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (2.32)$$

En la ecuación (2.33), se muestra la ecuación (2.31) reescrita en función únicamente de sus valores promedios. Donde, el término ϵ_H es una función empírica conocida como difusividad térmica turbulenta, la cual indica la rapidez con la que se difunde el calor en el fluido cuando este se encuentra en régimen turbulento.

$$\rho_f C_p \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left((k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) - \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \quad (2.33)$$

Perfil de velocidades

Para determinar el perfil de velocidades se utilizará el método del perfil de velocidades de la ley de potencia como se muestra en la ecuación (2.34). Para esto, se considera flujo turbulento y completamente desarrollado.

$$u^+ = A(y^+)^{1/n} \quad (2.34)$$

Donde, u^+ , y^+ son los términos adimensionales de la velocidad y altura del receptor. Por otro lado, el exponente n se define en función del número de Reynolds y la velocidad promedio del fluido, como se muestra en la Tabla B.1 del Anexo B. Por último, A es una constante que se encuentra definida por la expresión indicada en la ecuación (2.35)

$$A = \frac{\bar{u}_{max}}{u_f} \frac{1}{(D^+/2)^{1/n}} \quad (2.35)$$

Donde, u_f es un parámetro conocido como velocidad de fricción o velocidad de corte. Sin embargo, es importante indicar que dicho parámetro no es una velocidad real sino, es un método utilizado en análisis de turbulencia para relacionar el esfuerzo cortante en términos de velocidad con velocidades reales. En la ecuación (2.36), se muestran las expresiones matemáticas relacionadas a los parámetros previamente indicados.

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_f} \quad y^+ = \frac{yu_f}{\nu} \quad u_f = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}} \quad (2.36)$$

En base a las ecuaciones (2.34), (2.35) y (2.36) se obtienen las expresiones que permitirán definir el perfil de velocidades del nanofluido en placas paralelas. Los resultados se muestran en las ecuaciones (2.37) y (2.38), mientras que, el desarrollo de estas expresiones se muestra en el Anexo B.

$$\bar{u} = \bar{u}_{max} \left(\frac{y}{D/2} \right)^{1/n} \quad 0 \leq y \leq D/2 \quad (2.37)$$

$$\bar{u} = \bar{u}_{max} \left(\frac{D-y}{D/2} \right)^{1/n} \quad D/2 \leq y \leq D \quad (2.38)$$

Por último, como se observa en la ecuación de la energía (2.33), se requiere utilizar el valor de la difusividad térmica turbulenta ϵ_H . Para esto, se utiliza una expresión obtenida del artículo de Sarma et al. "Evaluation of momentum and thermal eddy diffusivities for turbulent Flow in pipes", que permite calcular la difusividad turbulenta del momentum ϵ_m que, como se muestra en la ecuación (2.39), tiene relación directa con la difusividad térmica turbulenta ϵ_H a través del número de Prandtl térmico Pr_t , el cual se encuentra representado por la ecuación (2.40) [57]. En el Anexo B se presenta el análisis de selección de la correlación adecuada para calcular la difusividad turbulenta del momentum ϵ_m .

$$Pr_t = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_H} \quad (2.39)$$

$$Pr_t = 0,85 + \frac{0,0115}{Pr} \quad (2.40)$$

En este sentido, en el Anexo B también se muestra el desarrollo de la ecuación de la difusividad térmica turbulenta ϵ_H a partir de la correlación previamente seleccionada. El resultado de dicho proceso de desarrollo se muestra en la ecuación (2.41).

$$\epsilon_H = \frac{1}{Pr_t} \left[0.0198(yu) \left(1 - \exp\left(-\frac{yu}{100v}\right) \right)^2 \right] \quad (2.41)$$

Condiciones térmicas de borde.

Para resolver la ecuación (2.33), es necesario indicar las condiciones de borde requeridas para el sistema, las cuales se muestran a continuación.

Temperatura de entrada:

La temperatura en la entrada del receptor será considerada constante en toda su altura y profundidad, es decir en el eje y y el eje z , respectivamente. Esta condición se representa mediante la ecuación (2.42).

$$\bar{T}(0, y) = T_{in} \quad ; \quad 0 \leq y \leq D \quad (2.42)$$

Superficie inferior convectiva:

Se plantea esta condición con la suposición de que, en el frente del absorbedor, se coloca una cubierta de vidrio, la cual permite que el flujo radiativo incidente ingrese directamente al receptor. Sin embargo, cierta cantidad de calor sale del sistema por conducción (a través del vidrio) y posteriormente por convección con el exterior. En este sentido, para determinar el coeficiente de convección h_e , se considerará un valor típico constante de convección natural externa sobre placas planas horizontales, el cual será de 25 w/m²-K [56]. Este proceso se encuentra representado por la ecuación (2.43).

$$k_f \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\bar{T}(x, 0) - T_{amb}}{R_{térmica}} \quad (2.43)$$

Donde, la resistencia térmica es la resistencia térmica equivalente de la conducción del vidrio y la convección externa, como se muestra a continuación (2.44).

$$R_{térmica} = R_{cond} + R_{conv Ex} = \frac{e}{k_v} + \frac{1}{h_e} \quad ; \quad \bar{U} = \frac{1}{R_{cond} + \frac{1}{h_e}} \quad (2.44)$$

Por último, la ecuación (2.45) muestra la relación matemática final que involucra los procesos de transferencia de calor descritos por esta condición de borde.

$$k_f \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=0} = \bar{U} (\bar{T}(x, 0) - T_{amb}) \quad ; \quad 0 \leq x \leq L \quad (2.45)$$

Pared superior adiabática:

Para finalizar, la pared posterior del receptor se asume aislada térmicamente en su totalidad, lo que matemáticamente se encuentra representado mediante la ecuación (2.46).

$$k_f \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=D} = 0 \quad ; \quad 0 \leq x \leq L \quad (2.46)$$

Balance del flujo de entalpía

Se realiza un balance general de energía en todo el volumen del canal utilizando el teorema de Gauss. Para esto, se integra la ecuación (2.29) en el volumen del canal, lo que se expresa según la ecuación (2.47) donde, $\Omega = LxD$ [m^3/m].

$$\int_{\Omega} \rho_f C_p \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} d\Omega = \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) d\Omega \quad (2.47)$$

Llevando a:

$$\int_S \rho_f C_p \bar{u} \cdot \vec{n} \bar{T} dS = \int_S k_f(\bar{T}) \nabla \bar{T} \cdot \vec{n} dS - \int_S \vec{q}_{r,y} \cdot \vec{n} dS \quad (2.48)$$

Consecuentemente, se asume impermeabilidad y condición de no deslizamiento en las superficies internas de las placas paralelas ($\vec{u} = 0$ en $y = 0, D$). También, es importante enfatizar que la difusión de calor de flujo radiativo es despreciable en el eje axial (eje x).

En este sentido, la ecuación se reescribe de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \cdot \vec{n} \bar{T} \Big|_{x=L} dy - \int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \cdot \vec{n} \bar{T} \Big|_{x=0} dy &= \int_0^L k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=0} dx \\ &- \int_0^L k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=D} dx + \int_0^L q_{r,y}(x,0) dx - \int_0^L q_{r,y}(x,D) dx \end{aligned} \quad (2.49)$$

Donde, para una superficie aislada y puramente reflectiva en $y = D$, los términos dos y cuatro en el lado derecho de la ecuación (2.49) son igual a cero. Por este motivo, el balance de entalpías puede ser representado por la ecuación (2.50)

$$\int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \bar{T} \Big|_{x=L} dy - \int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \bar{T} \Big|_{x=0} dy = \int_0^L k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=0} dx + \int_0^L q_{r,y}(x,0) dx \quad (2.50)$$

Donde, la parte izquierda de la ecuación (2.50) representa la variación del flujo de entalpía entre las secciones de entrada y salida del canal. Para lo cual, el flujo de entalpía en la entrada se muestra en la ecuación (2.51), mientras que el flujo de entalpía a la salida se muestra en la ecuación (2.52).

$$\int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \bar{T} \Big|_{x=0} dy = \dot{m} C_{p,in} T_{in} \quad (2.51)$$

$$\int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \bar{T} \Big|_{x=L} dy = \dot{m} \frac{\int_0^D \rho_f C_p \bar{u} \bar{T} \Big|_{x=L} dy}{\int_0^D \rho_f \bar{u} dy} = \dot{m} \bar{C}_{p,out} T_{m,out} \quad (2.52)$$

Donde, \dot{m} es el flujo másico y $\bar{C}_{p,out}$ y $T_{m,out}$ son la capacidad calorífica promedio y la temperatura promedio en la sección de salida, respectivamente. Sin embargo, si se considera C_p constante en la sección de salida, y se reemplaza la condición de borde indicada en la ecuación (2.45) en el primer término de la izquierda, el balance del flujo de entalpías se puede reescribir según la ecuación (2.53).

$$\dot{m} [C_{p,out} T_{m,out} - C_{p,in} T_{in}] = -\bar{U} \int_0^L (\bar{T}(x, 0) - \bar{T}_{amb}) dx + \int_0^L q_{r,y}(x, 0) dx \quad (2.53)$$

2.3. Descripción del acoplamiento del modelo convectivo - radiativo.

De forma general, en aplicaciones reales de transferencia de calor se presentan varios modos de transmisión de energía (conducción, convección y radiación) y fuentes o sumideros de energía. Estos fenómenos afectan directamente a la temperatura del medio. Por lo tanto, es necesario acoplar las diferentes formas de transferencia de calor, a través de la ecuación de energía. Por este motivo, el método de acoplamiento del modelo convectivo - radiativo que se utilizará en el presente estudio se realiza a través del término del divergente del flujo radiativo ($\nabla \bar{q}_r$) que se muestra en la ecuación general de la energía (2.21).

2.4. Solución numérica del modelo acoplado.

Una vez obtenidos los modelos que representarán los fenómenos radiativo y convectivo y determinadas las condiciones de borde del sistema, se procederá a discretizar el receptor en 2 dimensiones, (i, j) . En la Figura 2.4, se observa un esquema de la malla sobre la cual se realizará la discretización del modelo, la misma que será uniforme en las direcciones x y y .

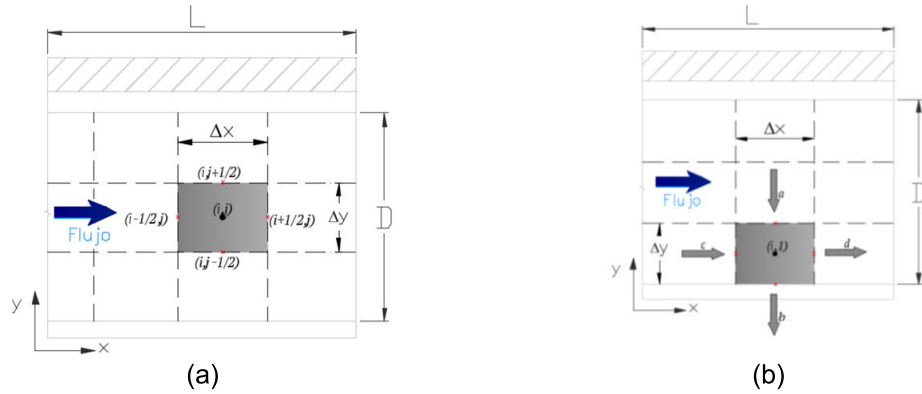


Figura 2.4 Esquema de la malla utilizada en la discretización. (a) Discretización en interior del receptor (b) Discretización en pared inferior.

El proceso de discretización del modelo radiativo utilizará el método numérico del trapecio múltiple el cual es un método de integración que permite obtener el valor de varias integrales definidas de forma aproximada. Dicho método numérico se basa en la ecuación (2.54) [58].

$$I = \int_a^b f(x) dx = (b - a) \frac{f(x_0) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} f(x_i) + f(x_n)}{2n} \quad (2.54)$$

Por otro lado, el proceso de discretización del modelo convectivo se lo realizará mediante el método numérico de diferencias finitas con enfoque de volumen de control, el cual ha sido empleado exitosamente por otros autores en modelamiento térmico de colectores solares [11], [15]. Dicho método se utiliza comúnmente para la resolución de ecuaciones diferenciales y su principal objetivo es aproximar las derivadas presentes en una ecuación a expresiones algebraicas más simplificadas y sencillas de resolver. Dicho método numérico se basa en las ecuaciones (2.55) y (2.56) [58].

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i-1/2,j} &= \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{\Delta y} \\ \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i+1/2,j} &= \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_{i,j} \approx \frac{\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i+1/2,j} - \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i-1/2,j}}{\Delta y} \quad (2.56)$$

Por último, se procederá a detallar el método de resolución del sistema utilizando lenguaje Python.

Discretización del receptor del sistema LFC

Discretización del modelo radiativo

Se procede a discretizar la ecuación (2.14), la cual modela el comportamiento radiativo del sistema LFC. Es importante indicar que, la discretización del flujo de calor radiativo se la realizará en los bordes de las mallas. En este sentido, los bordes inferior y superior serán discretizados considerando las condiciones particulares de cada uno.

En la ecuación (2.57) se muestra la discretización obtenida para el flujo de calor radiativo en la pared de vidrio, es decir a $D = 0$ m.

$$\begin{aligned}
 q_{i,1-1/2} = & q_o e^{-\tau_{i,1-1/2}} - q_o e^{-(2\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,1-1/2})} + 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,1-\frac{1}{2}}^4 E_3(\tau_{i,1-1/2}) \\
 & - 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,N+1/2}^4 E_3(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,1-1/2}) \\
 & - n^2 \sigma_{SB} \left[\frac{(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,1-1/2})}{N} \left(T_{i,1+1/2}^4 E_2(\tau_{i,1+1/2} - \tau_{i,1-1/2}) \right. \right. \\
 & + 2 \sum_{j=2}^{N-1} T_{i,j+1/2}^4 E_2\left(\tau_{i,j+\frac{1}{2}} - \tau_{i,1-\frac{1}{2}}\right) \\
 & \left. \left. + T_{i,N+1/2}^4 E_2(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,N-1/2}) \right) \right] \quad (2.57)
 \end{aligned}$$

Por otra parte, en la ecuación (2.58) se muestra la discretización obtenida para el flujo de calor radiativo en todos los valores intermedios del modelo, es decir $0 < D < D_f$ m.

$$\begin{aligned}
q_{i,j+\frac{1}{2}} = & 2\pi q_o e^{-\tau_{i,j+\frac{1}{2}}} - q_o e^{-(2\tau_{i,N+\frac{1}{2}} - \tau_{i,j+\frac{1}{2}})} + 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,1-1/2} {}^4E_3(\tau_{i,j+1/2}) \\
& - 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,N+1/2} {}^4E_3(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,j+1/2}) \\
& + n^2 \sigma_{SB} \left[\frac{(\tau_{i,j+1/2} - 0)}{j} T_{i,1-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,1+1/2} - \tau'_{i,1-1/2}) \right. \\
& + 2 \sum_{j=2}^j T_{i,j-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,j+1/2} - \tau'_{i,j-1/2}) \\
& \left. + T_{i,j-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,j+1/2} - \tau'_{i,j-1/2}) \right] \tag{2.58} \\
& - n^2 \sigma_{SB} \left[\frac{(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,j-1/2})}{N-j} T_{i,j+1/2} {}^4E_2(\tau_{i,j+1/2} - \tau_{i,j-1/2}) \right. \\
& + 2 \sum_{j=j+1}^{N-1} T_{i,j+\frac{1}{2}} {}^4E_2(\tau_{i,j+\frac{1}{2}} - \tau_{i,j-\frac{1}{2}}) \\
& \left. + T_{i,N+1/2} {}^4E_2(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,N-1/2}) \right]
\end{aligned}$$

Por último, como se muestra en la ecuación (2.59), se procedió a discretizar el flujo de calor radiativo en la pared posterior, es decir en $D = D_f$ m.

$$\begin{aligned}
q_{i,N+1/2} = & 2\pi q_o e^{-\tau_{i,N+1/2}} - q_o e^{-(2\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,N-1/2})} + 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,1-\frac{1}{2}} {}^4E_3(\tau_{i,N+1/2}) \\
& - 2n^2 \sigma_{SB} T_{i,N+1/2} {}^4E_3(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,N+1/2}) \\
& + n^2 \sigma_{SB} \left[\frac{(\tau_{i,N+1/2} - 0)}{N} \left(T_{i,1-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,1+1/2} - \tau_{i,1-1/2}) \right) \right. \\
& + 2 \sum_{j=2}^{N-1} T_{i,j-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,j-1/2}) \\
& \left. + T_{i,N-1/2} {}^4E_2(\tau_{i,N+1/2} - \tau_{i,N-1/2}) \right] \tag{2.59}
\end{aligned}$$

Discretización del modelo radiativo – convectivo acoplado

Se procede a discretizar la ecuación (2.33) de acuerdo con la malla indicada en la Figura 2.4. Es importante indicar que, como se observa en la ecuación mencionada, el término de conducción de calor presenta segunda derivada de la temperatura con respecto a y ,

por lo que será necesario discretizar dicho término en dos ocasiones. El resultado de la discretización se muestra en la ecuación (2.60).

$$\frac{\rho_f C_p \bar{u} (\bar{T}_{i+1/2,j} - \bar{T}_{i-1/2,j})}{\Delta x} = \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,j+1} - \bar{T}_{i,j}}{\Delta y} \right) - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,j} - \bar{T}_{i,j-1}}{\Delta y} \right)}{\Delta y} - \frac{q_{r,i,j+1/2} - q_{r,i,j-1/2}}{\Delta y} \quad (2.60)$$

Posteriormente, con la finalidad de construir una matriz diagonalmente dominante, se emplea una formulación aguas arriba en el término izquierdo de la ecuación (2.33), también conocido como término de transporte. Numéricamente, esta formulación emplea un esquema de diferenciación “upwind”, como se observa en la ecuación (2.61) [29].

$$\rho_f C_p \bar{u} \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{\rho_f C_p \bar{u} (\bar{T}_{i,j} - \bar{T}_{i-1,j})}{\Delta x} \quad (2.61)$$

La ecuación (2.61) reemplaza al término izquierdo la ecuación (2.60) y se obtiene como resultado la ecuación (2.62).

$$\frac{\rho_f C_p \bar{u} (\bar{T}_{i,j} - \bar{T}_{i-1,j})}{\Delta x} = \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,j+1} - \bar{T}_{i,j}}{\Delta y} \right) - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,j} - \bar{T}_{i,j-1}}{\Delta y} \right)}{\Delta y} - \frac{q_{r,i,j+1/2} - q_{r,i,j-1/2}}{\Delta y} \quad (2.62)$$

Posteriormente, se agrupan y ordenan los términos semejantes y se obtiene la ecuación (2.63).

$$\begin{aligned} & -\Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2}}{\Delta y^2} \bar{T}_{i,j-1} \\ & + \left[\Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2}}{\Delta y^2} + \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2}}{\Delta y^2} + \rho_f C_p \bar{u} \right] \bar{T}_{i,j} \\ & - \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2}}{\Delta y^2} \bar{T}_{i,j+1} = -\frac{\Delta x}{\Delta y} (q_{r,i,j+1/2} - q_{r,i,j-1/2}) + \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,j} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Donde, la forma de la ecuación (2.63) corresponde a una matriz diagonal del siguiente tipo.

$$-A_j \bar{T}_{i,j-1} + B_j \bar{T}_{i,j} - C_j \bar{T}_{i,j+1} = D_j \quad (2.64)$$

Para lo cual, los coeficientes A_j , B_j , C_j y D_j se definen a continuación:

$$\begin{aligned} A_j &= \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2}}{\Delta y^2} \\ B_j &= \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2}}{\Delta y^2} + \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2}}{\Delta y^2} + \rho_f C_p \bar{u} \\ C_j &= \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2}}{\Delta y^2} \\ D_j &= -\frac{\Delta x}{\Delta y} (q_{r,i,j+1/2} - q_{r,i,j-1/2}) + \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,j} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Cabe mencionar que, para el término $k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H$, es recomendable utilizar su promedio armónico, como se muestra en la ecuación (2.66), con la finalidad de evaluar el comportamiento en el centro del volumen de control y no en los bordes.

$$\begin{aligned} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1/2} &= 2 \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j}}{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j-1} + (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j}} \\ (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1/2} &= 2 \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1}}{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j} + (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,j+1}} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Por otra parte, para el caso de los flujos radiativos que se muestran en la ecuación (2.63), aunque se encuentran evaluados en la misma posición que el término anterior, es decir, $j \pm 1/2$, dicha ubicación se mantiene debido a que el modelo radiativo calcula la intensidad de radiación en los límites de la malla y no en el centro.

Discretización de las condiciones de borde

De igual forma, es necesario discretizar las condiciones de borde en función de la malla establecida en la Figura 2.4. Por este motivo, a continuación, se muestra el desarrollo de la discretización de las condiciones de borde del modelo.

Temperatura de entrada:

$$\bar{T}(0, j) = T_{in} \quad (2.67)$$

Superficie inferior convectiva:

$$-k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{y=0} = -k_f(\bar{T}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{i,1-1/2} = \bar{U}(\bar{T}(i, 0) - T_{amb}) \quad (2.68)$$

En general, la ecuación de la energía se resuelve en los puntos medios del volumen de control, sin embargo, para esta condición de borde, se requiere la temperatura en el extremo $y = 0$ m, por lo que se realiza una extrapolación de dicho parámetro que se muestra en la ecuación (2.69).

$$\bar{T}(i, 0) = \frac{3}{2} \bar{T}_{i,1} - \frac{1}{2} \bar{T}_{i,2} \quad (2.69)$$

En este sentido, se procede a discretizar nuevamente la ecuación (2.33) de la misma manera que en la sección anterior, con la diferencia de que se considerará la condición de borde de la ecuación (2.68). El resultado se muestra en la ecuación (2.70):

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_f C_p \bar{u} (\bar{T}_{i+1/2,1} - \bar{T}_{i-1/2,1})}{\Delta x} \\ &= \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,2} - \bar{T}_{i,1}}{\Delta y} \right) - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2} \left[\frac{\bar{U}(T_{amb} - \bar{T}(i, 0))}{k_f} \right]}{\Delta y} \\ & - \frac{q_{r,i,j+1/2} - q_{r,i,j-1/2}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.70)$$

De igual manera, como se indicó previamente, se utilizará una formulación aguas arriba para el término de transporte. Además, se incluye la ecuación (2.69), ecuación de la temperatura en el extremo de la malla, en la ecuación (2.70). Posteriormente, se procede a reordenar y agrupar los términos semejantes en función de la temperatura y se obtiene como resultado la ecuación (2.71)

$$\begin{aligned} & \bar{T}_{i,1} \left[\rho_f C_p \bar{u} + \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2}}{\Delta y^2} - \Delta x \frac{3\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,i,1-1/2}}{2k_{f,i,1-1/2} \Delta y} \right] \\ & + \bar{T}_{i,2} \left[-\Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2}}{\Delta y^2} + \Delta x \frac{\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2}}{2k_{f,i,1-1/2} \Delta y} \right] \\ & = \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,1} - \Delta x \frac{q_{r,i,1+1/2} - q_{r,i,1-1/2}}{\Delta y} - \Delta x \frac{\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2}}{k_{f,i,1-1/2} \Delta y} T_{amb} \end{aligned} \quad (2.71)$$

Donde, la forma de la ecuación (2.71) corresponde a una matriz diagonal del siguiente tipo.

$$-A_1 \bar{T}_{i,0} + B_1 \bar{T}_{i,1} - C_1 \bar{T}_{i,2} = D_1 \quad (2.72)$$

Para lo cual, los coeficientes A_1 , B_1 , C_1 y D_1 se definen a continuación:

$$A_1 = 0$$

$$B_1 = \rho_f C_p \bar{u} + \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2}}{\Delta y^2} - \Delta x \frac{3\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2}}{2k_{f,i,1-1/2} \Delta y}$$

$$C_1 = \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2}}{\Delta y^2} - \Delta x \frac{\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2}}{2k_{f,i,1-1/2} \Delta y} \quad (2.73)$$

$$D_1 = \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,1} - \Delta x \frac{q_{r,i,1+1/2} - q_{r,i,1-1/2}}{\Delta y} - \Delta x \frac{\bar{U}(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2}}{k_{f,i,1-1/2} \Delta y} T_{amb}$$

Cabe mencionar que, para el término $k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H$, con la finalidad de evaluar el comportamiento en el centro del volumen de control y no en los bordes se emplea las ecuaciones siguientes:

$$(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1-1/2} = 2 \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,2}}{3(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,2} - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1}} \quad (2.74)$$

$$(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1+1/2} = 2 \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,2}}{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,1} + (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,2}}$$

Pared superior adiabática:

Esta condición de borde se expresa en función de N , siendo este el número total de elementos considerados en la malla en la dirección y .

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right|_{y=D} = \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right|_{i,N+1/2} = 0 \quad (2.75)$$

En este sentido, se procede a discretizar nuevamente la ecuación (2.33) de la misma manera que en la sección anterior, con la diferencia de que esta vez se considerará la condición de borde indicada en la ecuación (2.75). Como resultado se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{\rho_f C_p \bar{u} (\bar{T}_{i+1/2,N} - \bar{T}_{i-1/2,N})}{\Delta x}$$

$$= \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N+1/2} (0) - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2} \left(\frac{\bar{T}_{i,N} - \bar{T}_{i,N-1}}{\Delta y} \right)}{\Delta y} \quad (2.76)$$

$$- \frac{q_{r,i,N+1/2} - q_{r,i,N-1/2}}{\Delta y}$$

Nuevamente y cómo se indicó previamente, se utilizará una formulación aguas arriba para el término de transporte. Se procede a reordenar y agrupar los términos semejantes y se obtiene la ecuación (2.77).

$$\begin{aligned} \bar{T}_{i,N-1} \left[-\Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2}}{\Delta y^2} \right] \\ + \bar{T}_{i,N} \left[\Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2}}{\Delta y^2} + \rho_f C_p \bar{u} \right] \\ = \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,N} - \Delta x \frac{q_{r,i,D} - q_{r,i,N-1/2}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.77)$$

Donde, la forma de la ecuación (2.77) corresponde a una matriz diagonal del siguiente tipo.

$$-A_N \bar{T}_{i,N-1} + B_N \bar{T}_{i,N} - C_N \bar{T}_{i,N+1} = D_N \quad (2.78)$$

Para lo cual, los coeficientes A_N , B_N , C_N y D_N se definen a continuación:

$$\begin{aligned} A_N &= \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2}}{\Delta y^2} \\ B_N &= \Delta x \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2}}{\Delta y^2} + \rho_f C_p \bar{u} \\ C_N &= 0 \\ D_N &= \rho_f C_p \bar{u} \bar{T}_{i-1,N} - \Delta x \frac{q_{r,i,N+1/2} - q_{r,i,N-1/2}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.79)$$

Cabe mencionar que, para el término $k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H$, con la finalidad de evaluar el comportamiento en el centro del volumen de control y no en los bordes se emplea las ecuaciones siguientes:

$$\begin{aligned} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1/2} &= 2 \frac{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N}}{(k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1} + (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N}} \\ (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N+1/2} &= \frac{2 (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1} (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N}}{3 (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N-1} - (k_f(\bar{T}) + \rho_f C_p \epsilon_H)_{i,N}} \end{aligned} \quad (2.80)$$

Programación en lenguaje Python del modelo acoplado

Python es un lenguaje de programación de código abierto, interpretado, orientado a objetos y de alto nivel. Por este motivo, es considerado como un lenguaje de

programación de propósito general, lo que lo hace un excelente lenguaje para programación científica [59]. En este sentido, el código desarrollado para resolver el modelo matemático del LFC se lo resuelve utilizando dicho lenguaje. Para lo cual, en la Figura 2.5, se observa el diagrama de flujo del código de programación que resuelve el modelo acoplado del sistema LFC. Por otra parte, en la Figura 2.5 se observa la nomenclatura utilizada para elaborar el diagrama de flujo previamente mencionado.

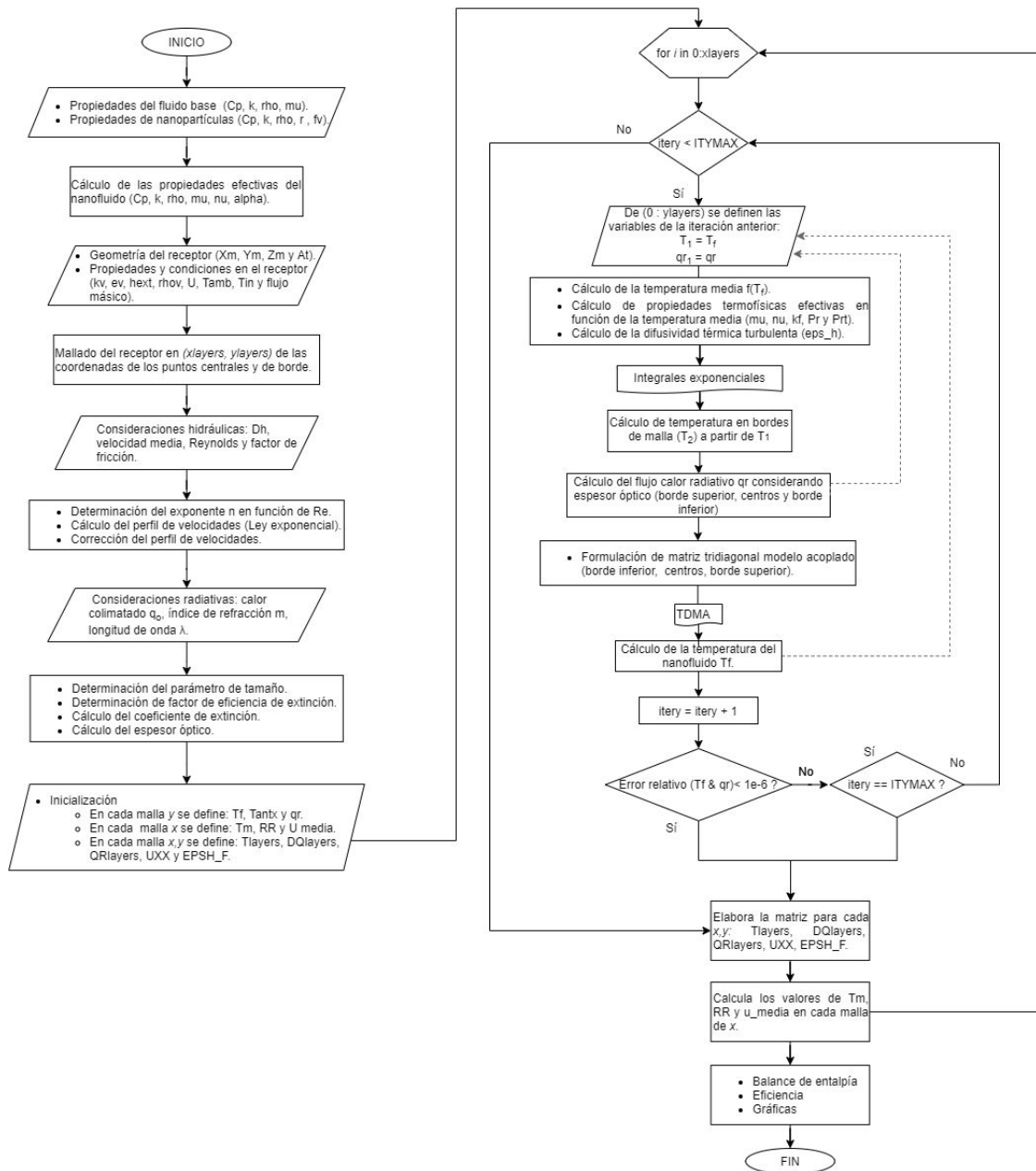


Figura 2.5 Diagrama de flujo del modelo acoplado.

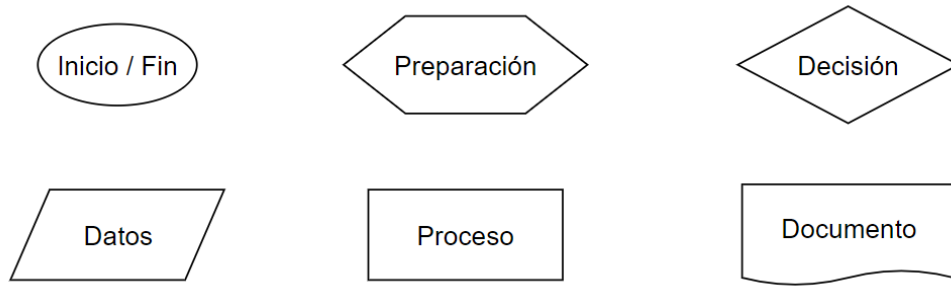


Figura 2.6 Nomenclatura para el diagrama de flujo.

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

En la sección actual se presentarán los resultados obtenidos en la validación numérica del modelo acoplado, el estudio de caso y el análisis paramétrico realizado. De igual forma, en cada una de las secciones previamente mencionadas, se indicará las condiciones empleadas en el modelo durante las simulaciones respectivas.

Se considera importante mencionar que, el modelo acoplado propuesto en este estudio presenta ciertas limitaciones que deben ser tomadas en cuenta. Por ejemplo, el régimen de trabajo del nanofluido debe ser turbulento, cualquier resultado en régimen laminar y transitorio ($Re_{Dh} < 4000$) no puede ser representando correctamente debido a la consideración de un perfil de velocidades de acuerdo a la ley de potencia y el modelamiento turbulento a través de la formulación semiempírica de Sarma [60].

Por otra parte, con respecto a la suspensión de partículas en el medio, cabe señalar que en el presente estudio no se discuten los efectos ligados al tamaño y cantidad de partículas como son: sedimentación, aglomeración y mayor demanda de bombeo; si bien, de acuerdo a la literatura, estos tienden a reducirse con el empleo partículas de tamaño nanométrico ($D < 100 \text{ nm}$), el presente modelo no contempla ninguno de los efectos mencionados anteriormente. Además, debido a la consideración de dispersión isotrópica y Rayleigh que limita el modelo a un parámetro de tamaño ($x < 1$), es necesario emplear partículas nanométricas de igual tamaño, aunque en la práctica estas representen un costo elevado de producción y caracterización.

Por último, es importante indicar que, para las simulaciones que se presentarán a continuación se utilizó un computador de 16 Gigabytes de memoria RAM, procesador Intel Core i7 de octava generación con 12 núcleos y además, se paralelizó el código propuesto con la finalidad de optimizar el desempeño del equipo y obtener resultados en menor tiempo.

3.1. Validación numérica del modelo acoplado

Con la finalidad de validar numéricamente el modelo propuesto en este estudio, se utilizó los resultados obtenidos en la tesis doctoral elaborada por Ordóñez [16], titulada: *“Optimisation d’un récepteur solaire haute température à polydispersion de particules”*. Las consideraciones para realizar la validación numérica del modelo acoplado pueden ser encontradas en el Anexo D.

Una vez indicados los parámetros considerados para cada uno de los modelos, se definió que los resultados que se compararían entre ambos modelos sería los perfiles de temperatura, como se muestra en la Figura 3.1.

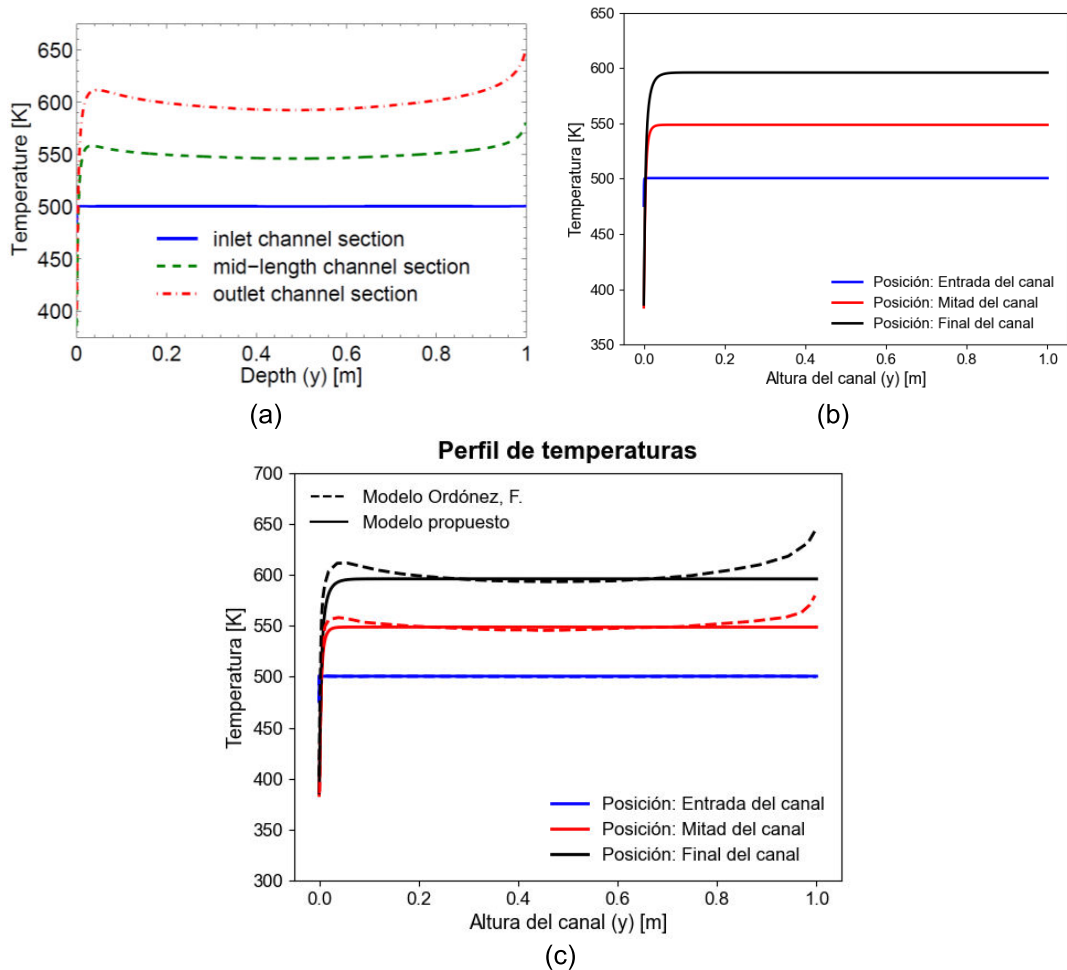


Figura 3.1 Perfil de temperaturas (a) Modelo Ordóñez, F. (b) Modelo propuesto. (c) Comparación entre modelos. (Fuente: [16]).

Con la finalidad de analizar y validar los resultados obtenidos, se procedió a calcular el porcentaje de error en los puntos: inicial, medio y final de la altura del canal (eje y) para las posiciones inicial, media y final de la longitud del canal (eje x). Una vez obtenidos los porcentajes de error en los puntos previamente indicados, se realizó el cálculo del porcentaje de error promedio para cada perfil de temperatura con la finalidad de identificar un valor aproximado del porcentaje de error de cada curva en general.

Tabla 3.1 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 0$ m.

| POSICIÓN: ENTRADA DEL CANAL, $x = 0$ m | | | | |
|--|-----------------------|---------------------------|---------|-------------------------------|
| | T_{modelo} K | $T_{\text{Ordóñez,F.}}$ K | % Error | $\overline{\% \text{ Error}}$ |
| Altura: $y = 0$ m | 475,5 | 475,6 | 0,0058 | 0,0460 |
| Altura: $y = 0,5$ m | 501,1 | 500,8 | 0,0642 | |
| Altura: $y = 1$ m | 499,8 | 500,1 | 0,0681 | |

(Fuente: [16]).

En la Tabla 3.1 se muestran los errores obtenidos entre los perfiles de temperatura estudiados en la entrada del canal rectangular, es decir a $x = 0$ m. En dicha tabla se observa que el mayor error se encuentra a $y = 1$ m ya que existe una diferencia de

temperatura entre modelos de 0,34 K, lo cual representa el 0,0681% de error entre ambos modelos. Sin embargo, se puede observar que, en cada uno de los puntos analizados, los valores de error obtenidos son menores a 1%, lo que indica que los valores de temperatura se estabilizaron en valores cercanos. Esto se puede verificar al observar que, en los dos puntos restantes analizados, existe una diferencia de temperaturas de 0,03 y 0,32 K a $y = 0$ m y $y = 0,5$ m respectivamente. De igual forma, se puede observar que el resultado del error promedio entre ambos perfiles de temperatura es de aproximadamente 0,046%.

Tabla 3.2 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 0,5$ m.

| POSICIÓN: MITAD DEL CANAL, $x = 0,5$ m | | | | |
|--|-----------------------|---------------------------|----------------|------------------------------|
| | T_{modelo} K | $T_{\text{Ordoñez,F.}}$ K | % <i>Error</i> | $\overline{\% \text{Error}}$ |
| Altura: $y = 0$ m | 383,7 | 385,9 | 0,56 | 2,0 |
| Altura: $y = 0,5$ m | 548,6 | 546,9 | 0,32 | |
| Altura: $y = 1$ m | 548,6 | 579,5 | 5,33 | |

(Fuente: [16]).

Por otro lado, en la Tabla 3.2 se muestran los errores obtenidos entre los perfiles de temperatura estudiados a la mitad del canal rectangular, es decir a $x = 0,5$ m. En dicha tabla se observa que el error máximo obtenido en este análisis es de 5,33% para lo cual existe una diferencia de temperaturas entre los modelos de 30,88 K. Dicho error se obtuvo en la posición $y = 1$ m. En los dos puntos restantes analizados, existe una diferencia de temperaturas de 2,18 y 1,75 K a $y = 0$ m y $y = 0,5$ m, respectivamente. Para lo cual, el error promedio obtenido entre ambos perfiles de temperaturas es de 2,0%.

Tabla 3.3 Determinación de los errores relativos y error promedio en $x = 1,0$ m.

| POSICIÓN: FINAL DEL CANAL, $x = 1,0$ m | | | | |
|--|-----------------------|---------------------------|----------------|------------------------------|
| | T_{modelo} K | $T_{\text{Ordoñez,F.}}$ K | % <i>Error</i> | $\overline{\% \text{Error}}$ |
| Altura: $y = 0$ m | 386,3 | 402,0 | 3,9 | 3,9 |
| Altura: $y = 0,5$ m | 598,6 | 597,3 | 0,2 | |
| Altura: $y = 1$ m | 595,9 | 645,6 | 7,7 | |

(Fuente: [16]).

De la misma manera, en la Tabla 3.3 se muestran los errores obtenidos entre los perfiles de temperatura obtenidos al final del canal, es decir a $x = 1$ m. En dicha tabla se observa que el error máximo obtenido en este análisis es de 7,7% y se encuentra, una vez más, en $y = 1$ m. Dicho error corresponde a una diferencia de temperaturas entre los modelos de 49,75 K. De la misma manera, en los dos puntos restantes analizados, existe una diferencia de temperaturas de 15,71 y 1,36 K a $y = 0$ m y $y = 0,5$ m, respectivamente. Para lo cual, el error promedio obtenido entre dichos perfiles de temperaturas es de 3,9%.

Una vez realizada la comparación entre los resultados obtenidos en el presente modelo y los resultados publicados por Ordóñez, se obtiene que los puntos en los que se presentaron los valores de error máximo fueron en $y = 1$ m. Dicha variación se debe a la condición de borde considerada en el modelo radiativo utilizado por Ordoñez en la cual, la pared posterior es establecida como reflectiva, lo que permite que la radiación que llega a la parte posterior del canal sea reflejada nuevamente hacia dentro de la cavidad en su misma longitud de onda, lo que permitió que el flujo de calor reflejado caliente el nanofluido como radiación solar. Mientras que, el modelo propuesto en este estudio considera una pared posterior reflectiva y de cuerpo negro a la vez, lo que indica que la radiación solar que llega a la parte posterior del canal es reflejada nuevamente hacia el interior de la cavidad, y a su vez, emite radiación como cuerpo negro acorde a su temperatura. Por último, es relevante mencionar que las diferencias encontradas en el perfil de temperatura en otros puntos en y se deben principalmente al tipo de modelo radiativo que se usa en cada estudio (Lorenz-Mie y Rayleigh, respectivamente).

Para finalizar, se observó que los errores promedio obtenidos entre cada curva analizada variaron desde el 2,0% hasta el 4,0%, lo cual se encuentra dentro de un rango aceptable de diferencia entre modelos. Además, una vez que se indicó el origen de dichos errores entre los estudios considerados, se establece que el modelo desarrollado en este trabajo se encuentra validado.

3.2. Estudio de caso

Una vez validado el modelo acoplado, se procedió a realizar el estudio de un caso particular, cuyas consideraciones generales se encuentran detalladas en la Tabla 2.2.

Tabla 3.4 Consideraciones de caso.

| CONSIDERACIONES DE CASO | |
|------------------------------|-------|
| Parámetro | Valor |
| Longitud [m] | 5,00 |
| Altura [m] | 0,10 |
| Profundidad [m] | 0,25 |
| Mallas en X | 200 |
| Mallas en Y | 5000 |
| Flujo másico [kg/s] | 1,0 |
| Fracción volumétrica | 4E-7 |
| Flujo colimatado [W/m^2] | 10000 |
| Longitud de onda [μm] | 0,4 |

Adicionalmente, en la Tabla 3.4 se detallan los parámetros complementarios que se requirieron para el estudio de dicho caso.

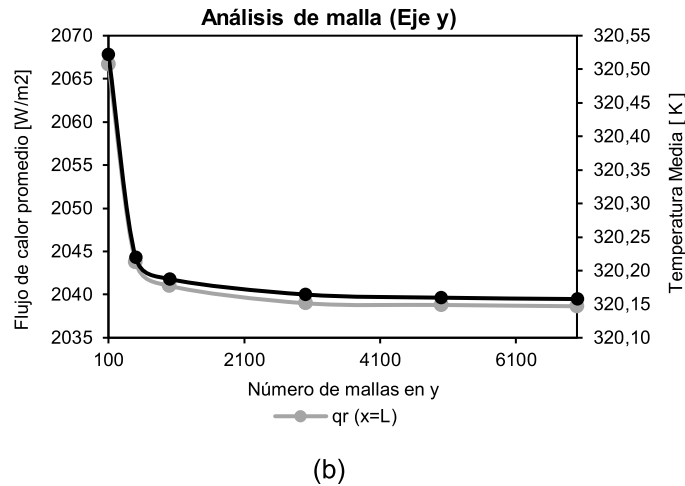
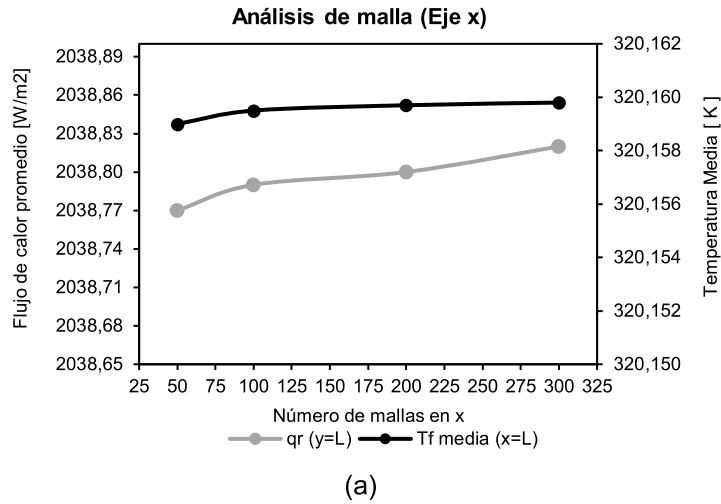
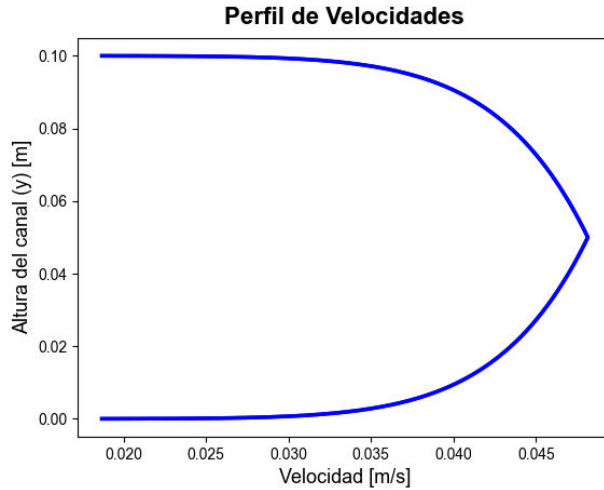


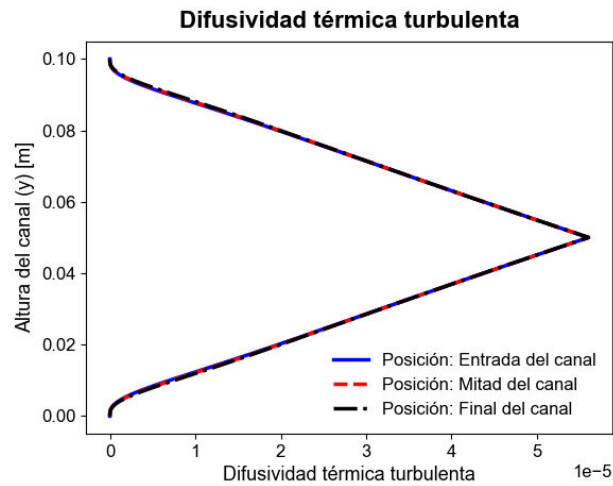
Figura 3.2 Análisis de malla. (a) Eje y . (b) Eje x .

Para definir el número de mallas en el eje x y y indicados en la Tabla 3.4, se realizaron varias simulaciones con la finalidad de identificar el mallado óptimo en el cual los parámetros de flujo de calor radiativo promedio en $y = D$ y temperatura promedio del nanofluido en $x = L$ se estabilizaron, como se muestra en la Figura 3.2. El tiempo de simulación varió desde 1,28 minutos con 200 y 100 mallas en x y y respectivamente, hasta 473,33 minutos con 200 y 7000 mallas. La combinación óptima fue de 200 mallas en x y 5000 mallas en y , la cual presentó un tiempo de simulación aproximado de 244,5 minutos]. Es importante recalcar que, las mallas definidas para el presente estudio son uniformes en las direcciones utilizadas.

Una vez planteadas las consideraciones para el estudio, se procedió a realizar la simulación para lo cual a continuación se detallan los resultados obtenidos.



(a)



(b)

Figura 3.3 (a) Perfil de velocidades. (b) Difusividad térmica turbulenta.

En Figura 3.3 (a) se muestra el perfil de velocidades con respecto a la altura del canal obtenido en el estudio del caso base. Dicho perfil es simétrico con respecto al centro de la cavidad del receptor, es decir en $D/2$. Se obtuvo un valor máximo de $0,048 \text{ m/s}$ en el punto de simetría. Mientras que, en los extremos superior e inferior del canal, se obtuvieron valores muy cercanos a 0 m/s debido a la condición de no deslizamiento considerada en el planteamiento del modelo acoplado. Adicionalmente, el número de Reynolds obtenido bajo las condiciones de simulación previamente indicadas fue de 4278 el cual se obtuvo mediante una velocidad promedio de $0,043 \text{ m/s}$. Dicho valor de Reynolds permitió que el régimen en el que se encontró el nanofluido sea turbulento. Por último, es importante indicar que el perfil de velocidades se consideró constante a lo largo del eje x . Esto se debe a que la variación de las propiedades requeridas para el cálculo de la velocidad, como se muestra en la ecuación (2.37), son independientes de la temperatura, por lo que de igual manera se consideraron constantes a lo largo del eje x .

En Figura 3.3 (b) se muestra la difusividad térmica turbulenta en función de la altura del canal. Este parámetro considera propiedades que varían como función de la temperatura del nanofluido. Por este motivo, se graficaron los valores correspondientes a tres posiciones diferentes, al inicio $x = 0$ m, mitad, $x = 0,5$ m, y final, $x = 1$ m, del canal en la dirección x . Dichos perfiles también son simétricos con respecto al centro de la cavidad, es decir en $D/2$, donde presentan su valor máximo, debido a que, como se muestra en la ecuación (2.41), la difusividad térmica turbulenta es dependiente del perfil de velocidades, el cual, como se indicó previamente, es simétrico en el punto mencionado. Los valores máximos de difusividad térmica turbulenta obtenidos en cada una de las posiciones previamente indicadas fueron de $5,6024 \times 10^{-5}$, $5,6021 \times 10^{-5}$ y $5,6018 \times 10^{-5}$ m^2/s a la entrada, mitad y salida del canal, respectivamente. Adicionalmente, en dicha figura se puede observar que la variación entre dichos perfiles es mínima; eso se debe a que la variación de la viscosidad dinámica con respecto a la temperatura del nanofluido es mínima. Posteriormente, se compararon los valores de difusividad térmica turbulenta en cada punto con respecto a la difusividad térmica molecular con la finalidad de identificar el porcentaje del canal que se encontraba sometido a régimen turbulento. Dicha relación se verifica cuando la difusividad térmica molecular, $a_f = k_f / \rho_f C_p$, es menor que $\epsilon_H / 10$. Consecuentemente, se obtuvo que los tres perfiles de difusividad térmica turbulenta se encuentran en régimen turbulento en aproximadamente 92,54% del canal, específicamente entre $0,00373 < y < 0,09627$ m.

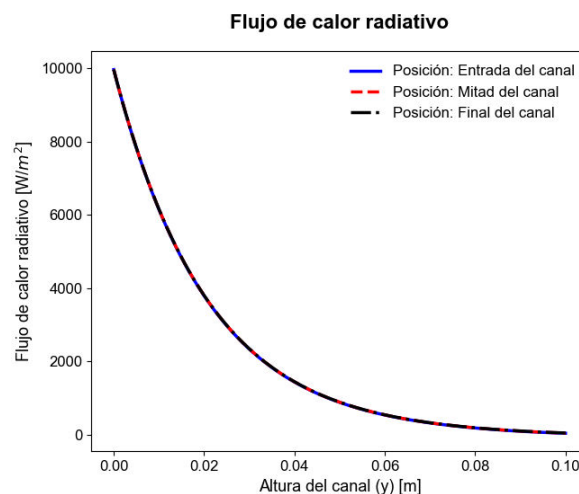


Figura 3.4 Flujo de calor radiativo

Posteriormente, se procedió a obtener el flujo de calor radiativo con respecto a la altura del canal, como se muestra en la Figura 3.4. De igual manera, dichos perfiles se obtuvieron al inicio, $x = 0$ m, mitad, $x = 0,5$ m, y final, $x = 1$ m, del canal en la dirección x . Sin embargo, como se observa en la Figura 3.4, no existe variación significativa entre dichos perfiles ya que todos ellos comienzan en 10000 W/m^2 en la posición de $y = 0$ m

y llega a la parte superior del canal, $y = 0,1$ m, con un flujo de calor radiativo remanente menor a 44 W/m^2 en cada uno de los casos. Dichos perfiles presentan tendencia exponencial, es decir, predomina la atenuación de la componente del flujo de calor radiativo colimatado como función del espesor óptico τ , el cual representa la tasa de atenuación de la radiación colimatada a determinada longitud de onda. En ese sentido, el espesor óptico manejado en el presente estudio fue de 4,84, lo que permitió definirlo como ópticamente grueso ($\tau > 1$). Con relación a eso, cuando se maneja un espesor óptico ópticamente grueso, el medio tiende a comportarse como un medio opaco, lo que indica que la mayor cantidad de energía es absorbida al inicio del canal, brindando una tendencia exponencial más notoria al perfil.

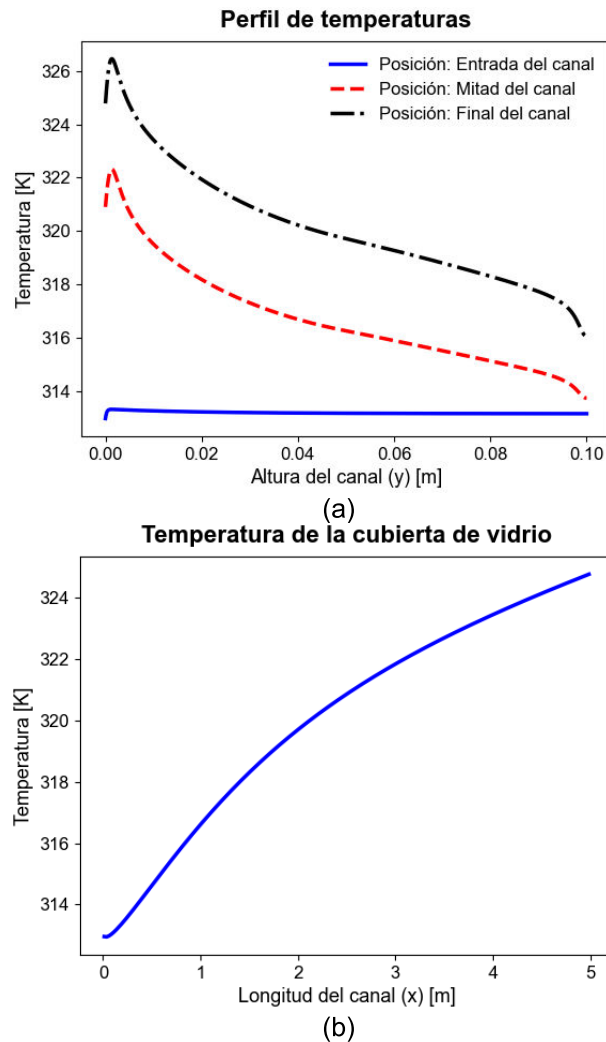


Figura 3.5 (a) Perfil de temperaturas del nanofluido. (b) Temperatura de la cubierta de vidrio.

Por otra parte, en la Figura 3.5 (a) se pueden observar los perfiles de temperatura del nanofluido en función de la altura del canal y . Dichos perfiles se obtuvieron al inicio, $x = 0$ m, mitad, $x = 0,5$ m, y final, $x = 1$ m, del canal en la dirección x . Se puede observar

que, a medida que el nanofluido avanza en la dirección x , la temperatura promedio del nanofluido tiende a subir. Por este motivo, se obtuvo que los valores medios de temperatura obtenidos en cada uno de los perfiles fueron de 313,18, 316,67 y 320,15 al inicio, mitad y final del canal, respectivamente. En la entrada del canal, $x = 0$ m, se obtuvo un perfil de temperaturas aproximadamente lineal. Dicho perfil se mantuvo cercano a la temperatura de entrada del nanofluido, 313,1 K, ya que se estabilizó en 313,2 K. Por otro lado, el valor máximo que se encuentra en el perfil de temperatura a la mitad del canal, $x = 0,5$ m, fue de 322,25 K, mientras que, el valor mínimo fue de 313,72 K. De igual forma, el valor máximo del perfil de temperatura que se encuentra al final del canal, $x = 1$ m, fue de 326,45 K, mientras que el valor mínimo fue de 316,05 K. Es importante resaltar que, los valores máximos obtenidos en los perfiles de temperatura, a la mitad y al final del canal, se encuentran en $y = 0,00135$ m. Dicho efecto, como se muestra en la Figura 3.5 (b), produjo un aumento significativo de temperatura en la superficie de vidrio que, como se puede observar, presenta una tendencia creciente en la dirección de x . El aumento de temperatura de la superficie de vidrio se debe a la proximidad de dicha superficie, ubicada en $y = 0$ m, al punto de temperatura máxima del nanofluido, $y = 0,00135$ m. Este efecto afecta directamente a la temperatura del nanofluido en la zona anterior al valor máximo; en esa zona se obtuvieron valores menores de temperatura debido a la transferencia de calor existente desde el nanofluido hacia la superficie de vidrio ya que el nanofluido presenta mayor temperatura que la superficie de vidrio. Adicionalmente, se obtuvo que en la mitad y al final del canal, la temperatura alcanzada por la superficie de vidrio es mayor con respecto a la temperatura ambiente en 12,95 y 24,75 K, respectivamente. Razón por la cual se produjeron pérdidas por conducción a través de la placa de vidrio y posteriormente por convección con el exterior debido a dicha diferencia de temperaturas. Por último, los valores de temperatura posteriores al punto máximo se deben a que, como se indicó previamente, se trabajó con un espesor óptico ópticamente grueso, $\tau = 4,84$, por lo que la mayor cantidad de radiación incidente se absorba en el inicio del canal en la dirección, evitando así que el resto del canal aumente su temperatura de forma homogénea.

Tabla 3.5 Resultados del balance de energía.

| Parámetro | Valor |
|---|--------------|
| Calor colimatado incidente [W] | 12500 |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11902,6 |
| Pérdidas por convección [W] | 512,5 |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 0,8 |

Finalmente, se realizó el análisis del flujo de entalpía del modelo estudiado. Dichos resultados se muestran en la Tabla 3.5. En función de dichos valores se realizó el balance de energía para lo cual se obtuvo un error de 0,67% entre la energía de entrada y la energía de salida, lo que representa 84,1 W. Dicho error se considera de carácter numérico debido a que el modelo convectivo requiere los valores de flujo de calor radiativo en los bordes de malla por lo que, al realizar la aproximación desde los centros de malla hacia los bordes, se genera distorsión de la información final. Por último, se indica que el estudio propuesto presentó una eficiencia de 95,2%, lo cual se encuentra dentro del rango teórico de desempeño del receptor de un colector solar tipo Fresnel de baja temperatura. Es importante indicar que, para el cálculo de la eficiencia del receptor, las pérdidas radiativas consideradas fueron únicamente por calor colimatado reflejado. Esto se debió a la naturaleza de la superficie inferior utilizada en el modelo radiativo, la cual permitió el paso únicamente de radiación colimatada hacia el interior y exterior de la cavidad.

3.3. Estudios complementarios.

En la sección actual se presentan los resultados obtenidos de los perfiles de temperatura y flujo de calor radiativo a la salida del canal, es decir en $x = L$, al modificar tres parámetros principales del modelo acoplado propuesto en este estudio. Se modificaron dos parámetros radiativos y un parámetro convectivo los cuales fueron el flujo de calor colimatado a la entrada, la fracción volumétrica y el flujo másico del nanofluido, respectivamente. Dichos parámetros fueron seleccionados debido a que son las principales modificaciones que realizan varios autores para analizar el funcionamiento de los modelos propuestos en dichos estudios [4], [17].

Variación de la fracción volumétrica para diferentes flujos másicos.

En la presente sección se analizó la influencia de la fracción volumétrica de nanopartículas presentes en el nanofluido en los resultados obtenidos del modelo. Los valores de fracción volumétrica analizados fueron de $1,8E-7$, $4,0E-7$ y $7,0E-7$. En cada uno de los estudios el espesor óptico del modelo acoplado fue de 2,2, 4,8 y 8,5, respectivamente. Dicho análisis fue realizado para diferentes valores de flujo másico del nanofluido los cuales fueron de 1,0, 1,5 y 2,0 kg/s. Los resultados obtenidos se muestran a continuación.

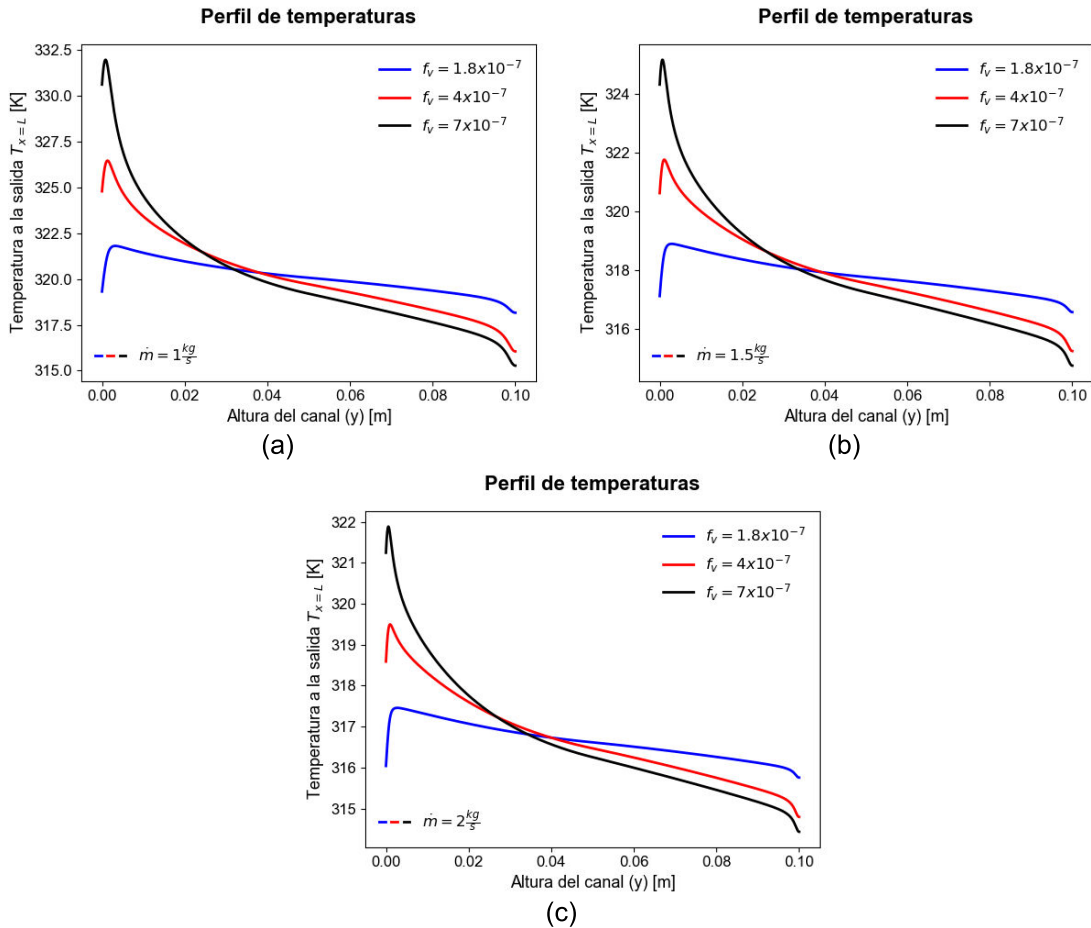


Figura 3.6 Perfiles de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes valores de fracción volumétrica para diferentes valores de flujo másico. (a) Caso A: $\dot{m} = 1,0 \text{ [kg/s]}$. (b) Caso B: $\dot{m} = 1,5 \text{ [kg/s]}$. (c) Caso C: $\dot{m} = 2,0 \text{ [kg/s]}$.

En la Figura 3.6 se puede observar los perfiles de temperatura obtenidos a la salida del canal, $x = L$, para flujos másicos de 1, 1,5 y 2,0 kg/s para diferentes valores de fracción volumétrica $1,8\text{E-}7$, $4\text{E-}7$ y $7\text{E-}7$. Como se muestra en la Tabla 3.6, en cada uno de los análisis donde se utilizó una fracción volumétrica de $7\text{E-}7$ se obtuvieron valores de temperatura tanto máximos como mínimos en sus respectivas comparaciones. Sin embargo, a pesar de la diferencia de temperaturas máximas y mínimas de cada uno de los perfiles, se obtuvieron valores de temperatura promedio del perfil muy similares entre ellos dentro de cada estudio respectivo.

A pesar de que los valores promedio son similares en cada uno de los casos, la diferencia principal radica en la forma de cada uno de los perfiles. El perfil obtenido con $7\text{E-}7$ presentó un pico de temperatura elevado lo cual se debe a la presencia de mayor concentración de nanopartículas en el nanofluido lo que ocasionó que la mayor cantidad de energía incidente sea absorbida al comienzo de la altura del canal. Posterior al valor máximo de temperatura, se puede observar una tendencia notoriamente decreciente, inclusive alcanzando temperaturas mínimas menores a las mínimas de los otros perfiles.

De la misma forma, se puede observar el mismo comportamiento en el perfil de temperaturas obtenido con una fracción volumétrica de $4E-7$ pero con una tendencia menos decreciente después del pico máximo. En este caso, el valor mínimo alcanzado por dichos perfiles se encuentra sobre los valores obtenidos para $4E-7$ pero por debajo de los valores para $1,8E-7$. Por último, los perfiles de temperatura obtenidos con fracción volumétrica de $1,8E-7$ no presentaron un pico de temperatura sino una tendencia lineal con una pendiente baja por lo que se presentó un calentamiento parcialmente uniforme en toda la altura del canal. Esto puede ser evidenciado al notar que, en este último caso, la diferencia entre los valores máximos y mínimos son de aproximadamente 2,5 K mientras que para los otros valores de fracción volumétrica se obtuvieron diferencias de aproximadamente 10 y 15 K respectivamente.

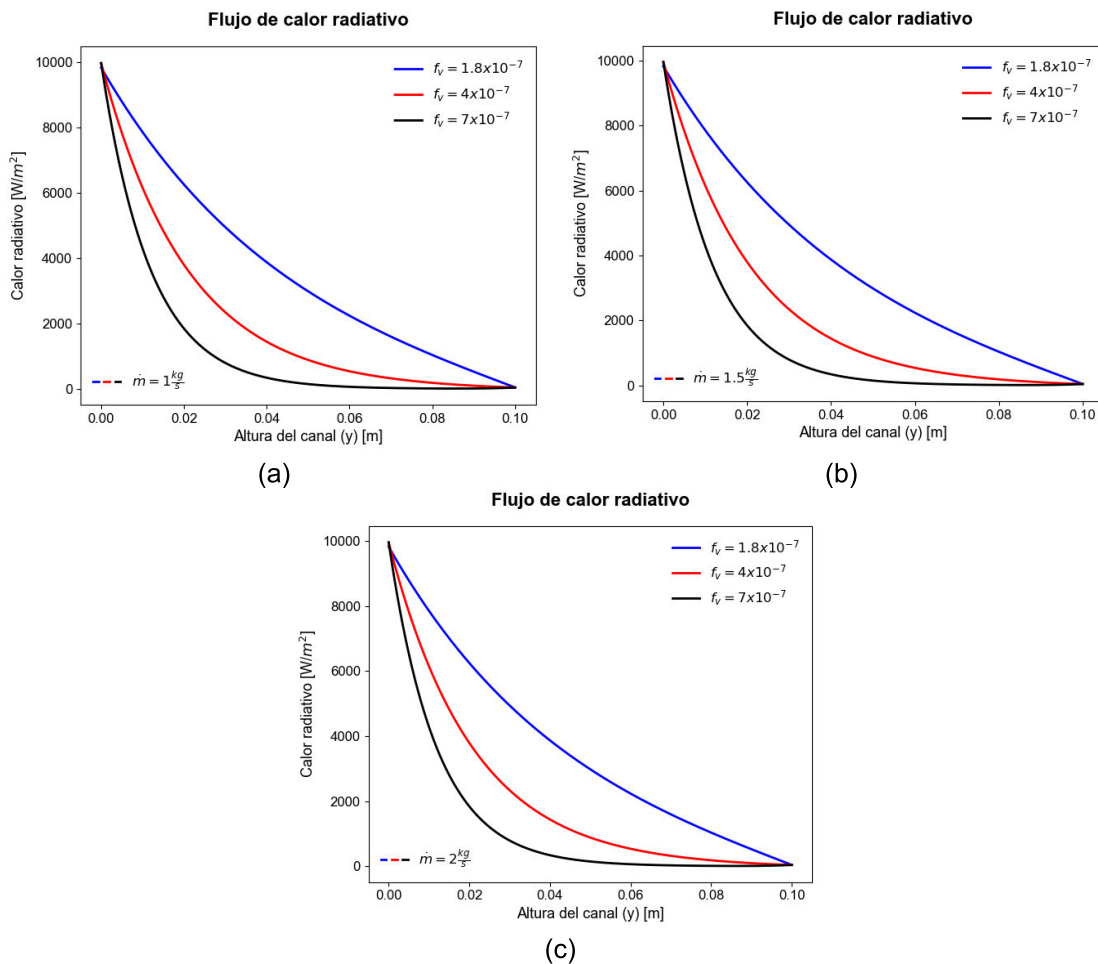


Figura 3.7 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, para diferentes valores de fracción volumétrica. (a) Caso A: $\dot{m} = 1,0 [kg/s]$. (b) Caso B: $\dot{m} = 1,5 [kg/s]$. (c) Caso C: $\dot{m} = 2,0 [kg/s]$.

El flujo de calor radiativo incidente en cada uno de los casos analizados fue de 10000 W/m². Sin embargo, el valor de flujo de calor radiativo promedio que llega a la pared posterior es de 44,6 W/m², lo que representa el 0,44% del valor inicial. Es importante

indicar que, todas las curvas llegan aproximadamente a un valor similar de flujo de calor radiativo en su caso respectivo. No obstante, existe una principal diferencia entre cada una de las gráficas obtenidas, la cual es la tasa de atenuación del flujo de calor radiativo colimatado, parámetro principal en el modelo radiativo. Dicho parámetro es dependiente del valor del espesor óptico puesto que, a mayor espesor óptico, la tasa de atenuación será mayor puesto que el calor colimatado incidente será absorbido en su mayoría al comienzo del canal y viceversa. En este sentido, para los valores de fracción volumétrica de $1,8E-7$, $4E-7$ y $7E-7$ los valores de espesor óptico obtenidos fueron de 2,2, 4,8 y 8,5 respectivamente. Por dicho motivo, en la Figura 3.7 se puede observar que para una fracción volumétrica de $7E-7$ la curva de flujo de calor radiativo se atenúa en 99,4% en aproximadamente 0,06 [m] para cada uno de los casos estudiados. Por otra parte, la atenuación del flujo de calor radiativo utilizando una fracción volumétrica de $4E-7$ fue menos precipitada puesto que atenuó la misma cantidad de calor radiativo, 99,4%, en una altura de 0,096 m, es decir, 9,6 cm. Por último, la atenuación presente en el flujo de calor radiativo a $1,8E-7$ presenta una tendencia más lineal en comparación al resto de fracciones volumétricas por lo que para atenuar hasta el mismo valor que los casos anteriores, requirió de 0,099 m.

En la Tabla 3.6 se observa el efecto de la fracción volumétrica en el intercambio de energía radiativa en el nanofluido. Como se mencionó anteriormente, el espesor óptico, parámetro que mide la tasa en la que el medio atenúa la radiación, es función de la fracción volumétrica. Eventualmente, conforme dicho parámetro aumenta, el medio adquiere un comportamiento opaco, lo que significa que su transmisividad puede considerarse nula en comparación con su absorptividad. Tomando en cuenta lo antes mencionado, se puede verificar que para una fracción volumétrica de $7E-7$, el aumento de la entalpía de fluido no sigue la misma tendencia creciente que se aprecia entre las fracciones de $1,8E-7$ a $4E-7$, sino que, por el contrario, decrece. Este efecto se debe a que, a una fracción volumétrica de $7E-7$, el espesor óptico es grueso, $\tau \gg 1$, con un valor de 8,5, lo que significa que prácticamente toda la radiación se absorbe en la entrada del canal, es decir, las pérdidas radiativas del modelo se reducen. Sin embargo, a pesar de que se logra absorber una mayor cantidad de radiación, esta no logra calentar el nanofluido en su totalidad. Por el contrario, se alcanzan mayores valores de temperatura al inicio de la altura del canal ocasionando un pico elevado de temperatura en el nanofluido lo que genera que la temperatura de la superficie de vidrio aumente y, por tanto, se produzcan mayores pérdidas por convección al ambiente, lo que finalmente se traduce en valores de eficiencia más bajos. Por último, cabe señalar que para todos los casos se replica igual comportamiento con sus respectivas variaciones debidas a la influencia del flujo másico en el modelo.

Tabla 3.6 Resumen de resultados casos A, B y C.

| CASO A | | | | |
|---|---------------|-----------------------------|-------------|--|
| Flujo Másico [kg/s] | 1,0 | Fracción Volumétrica | | |
| Parámetros | 1,8E-7 | 4E-7 | 7E-7 | |
| Temperatura Máxima [K] | 321,8 | 326,5 | 331,9 | |
| Temperatura Mínima [K] | 318,2 | 316,1 | 315,3 | |
| Temperatura Promedio [K] | 320,1 | 320,2 | 320,1 | |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 | |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11831,9 | 11902,6 | 11802,4 | |
| Pérdidas por convección [W] | 407,3 | 512,5 | 630,7 | |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 159,6 | 0,8 | 0,0006 | |
| Eficiencia [%] | 94,7 | 95,2 | 94,4 | |

| CASO B | | | | |
|---|---------------|-----------------------------|-------------|--|
| Flujo Másico [kg/s] | 1,5 | Fracción Volumétrica | | |
| Parámetros | 1,8E-7 | 4E-7 | 7E-7 | |
| Temperatura Máxima [K] | 318,9 | 321,8 | 325,2 | |
| Temperatura Mínima [K] | 316,6 | 315,2 | 314,7 | |
| Temperatura Promedio [K] | 317,8 | 317,9 | 317,8 | |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 | |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11864,4 | 11969,5 | 11908,7 | |
| Pérdidas por convección [W] | 377,7 | 446,1 | 533,4 | |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 159,6 | 0,8 | 0,0005 | |
| Eficiencia [%] | 94,9 | 95,8 | 95,2 | |

| CASO C | | | | |
|---|---------------|-----------------------------|-------------|--|
| Flujo Másico [kg/s] | 2,0 | Fracción Volumétrica | | |
| Parámetros | 1,8E-7 | 4E-7 | 7E-7 | |
| Temperatura Máxima [K] | 317,5 | 319,5 | 312,9 | |
| Temperatura Mínima [K] | 315,8 | 314,8 | 314,4 | |
| Temperatura Promedio [K] | 316,6 | 316,7 | 316,7 | |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 | |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11879,8 | 12002,1 | 11960,9 | |
| Pérdidas por convección [W] | 363,8 | 413,8 | 469,1 | |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 159,6 | 0,8 | 0,0005 | |
| Eficiencia [%] | 95,0 | 96,0 | 95,7 | |

Variación del flujo másico para diferentes fracciones volumétricas.

En la presente sección se analizó la influencia del flujo másico del nanofluido en los resultados del modelo a diferentes fracciones volumétricas. Para ello, se consideraron los siguientes valores de flujo másico: 1,0, 1,5 y 2,0 kg/s. En cada uno de los estudios el flujo presentó un comportamiento turbulento puesto que sus números de Reynolds fueron de 4278, 6417 y 8556, respectivamente. Dicho análisis fue realizado para diferentes fracciones volumétricas de las nanopartículas las cuales fueron de 1,8E-7, 4E-7 y 7E-7. Los resultados obtenidos se muestran a continuación.

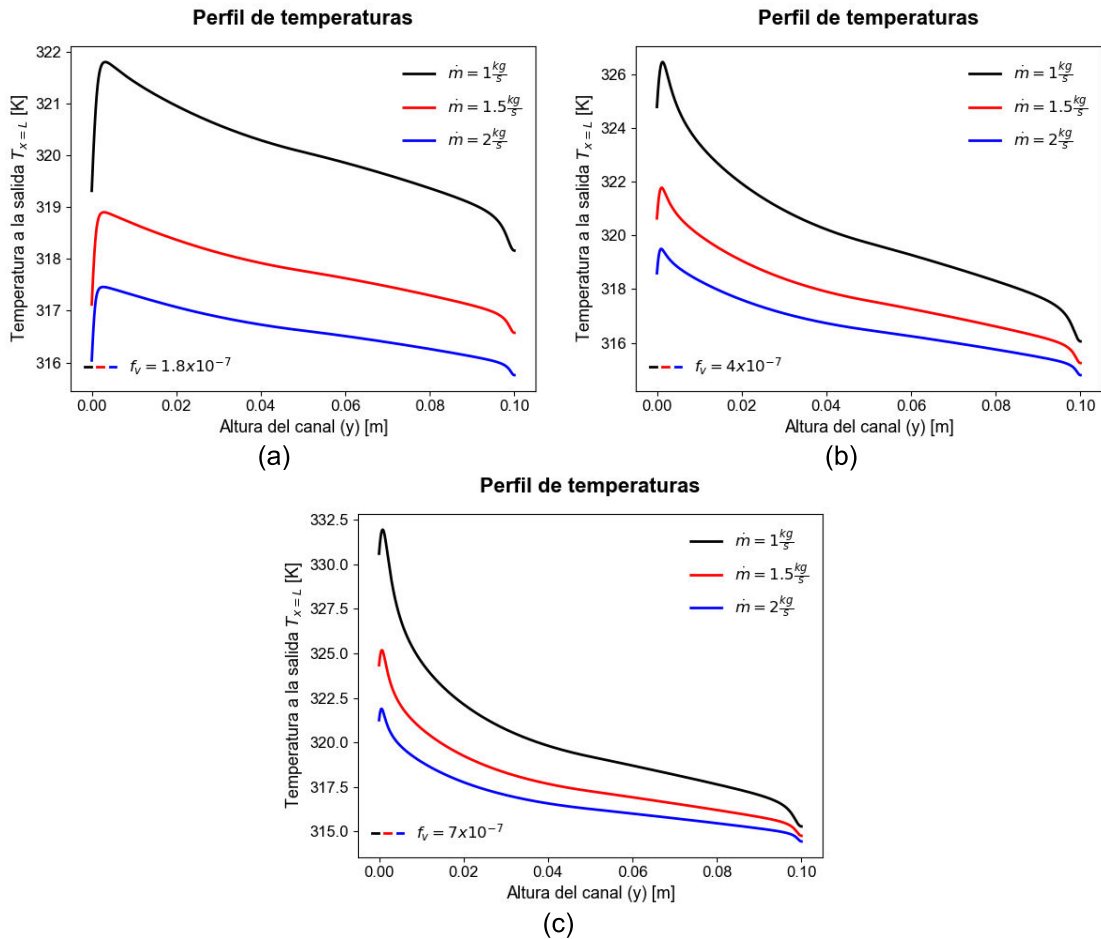


Figura 3.8 Perfiles de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes valores de flujo másico del nanofluido (a) Caso D: $f_v = 1,8E - 7$. (b) Caso E: $f_v = 4,0E - 7$. (c) Caso F: de $f_v = 7E - 7$.

En la Figura 3.8 se puede observar los perfiles de temperatura obtenidos a la salida del canal, $x = L$, para fracciones volumétricas, $1,8E-7$, $4E-7$ y $7E-7$ para diferentes valores de flujo másico, 1,0, 1,5, y 2,0 kg/s. En cada uno de los casos estudiados se observa que los perfiles de temperatura aumentan a medida que el flujo másico disminuye. Por consiguiente, los perfiles de temperatura obtenidos con 1,0 kg/s presentaron valores más elevados respecto a los demás perfiles analizados en cada uno de los estudios realizados. Dicho efecto se debe a las bajas velocidades alcanzadas, debido a que el tiempo empleado por el nanofluido para recorrer la longitud del canal será mayor, lo que se traduce en una mayor exposición al calor incidente y por consiguiente, el nanofluido eleva sus valores de temperatura. Por ejemplo, a una fracción volumétrica de $1,8E-7$ como se observa en la Tabla 3.7, la temperatura media del perfil obtenido con 1,0 kg/s, es de 320,1 K, mientras que, los perfiles obtenidos con 1,5 y 2 kg/s presentan valores menores de 317,8 y 316,8 K respectivamente, siendo este último el que presenta los valores mínimos de temperatura en todos los casos analizados. Dicho comportamiento

se replica con sus respectivos valores en cada uno de los casos estudiados a diferentes valores de fracciones volumétricas.

Finalmente, es importante resaltar que la forma de los perfiles de temperatura se mantiene constante en cada uno de los casos de estudio, a pesar del cambio de sus valores de temperatura. Es decir, para el rango empleado en el estudio se aprecia que a una fracción volumétrica específica, la forma del perfil de temperatura se conserva independientemente del flujo másico.

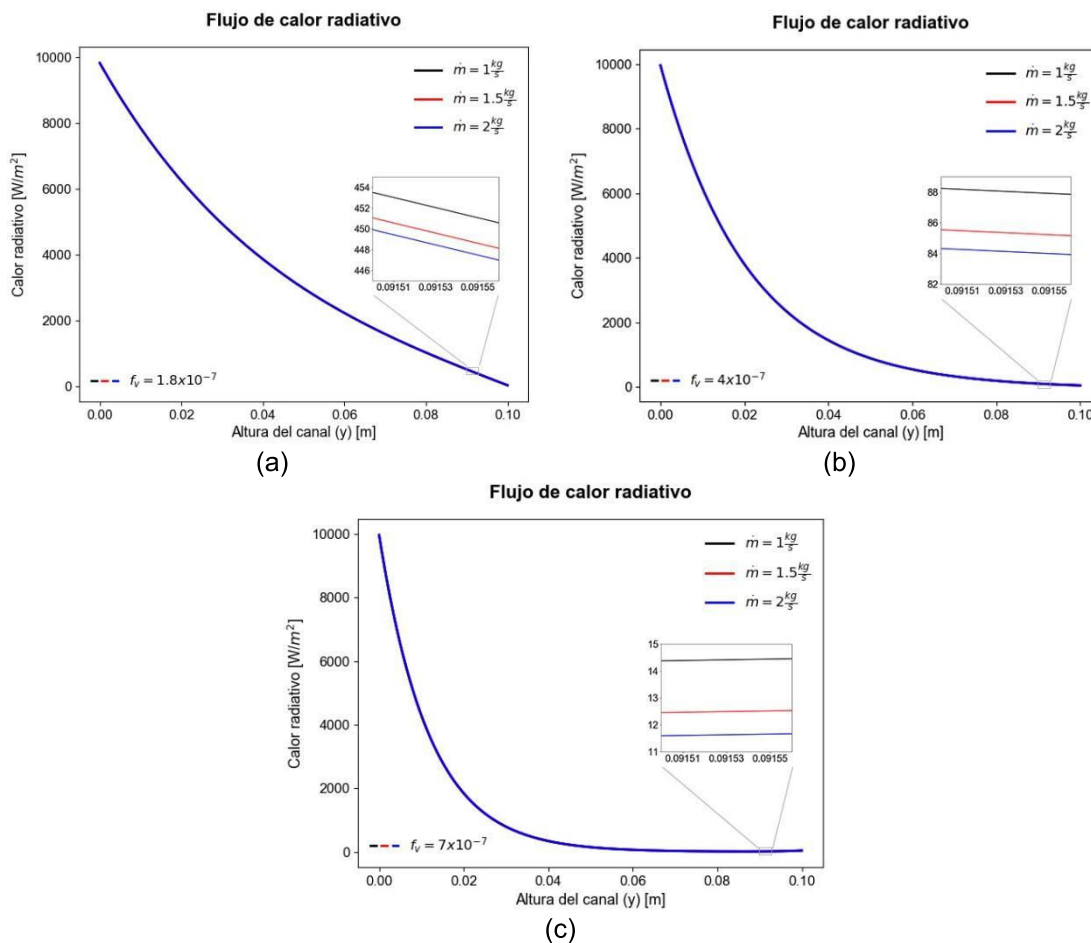


Figura 3.9 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, para diferentes valores de flujo másico de nanofluido. (a) Caso D: $f_v = 1,8E - 7$. (b) Caso E: $f_v = 4,0E - 7$. (c) Caso F: de $f_v = 7E - 7$.

En la Figura 3.9 se puede observar la variación del flujo de calor radiativo para distintos flujos másicos a diferentes valores de fracción volumétrica. En cada caso estudiado se obtuvo como resultado que la curva que mayor cantidad de calor radiativo presentó fue la de 1,0 kg/s. Sin embargo, es importante indicar que la diferencia obtenida entre las curvas de atenuación de calor radiativo para cada uno de los estudios realizado en cada caso es mínima, como se puede observar en el acercamiento en cada una de las figuras obtenidas. En la altura máxima del canal, $y = D$, existe una diferencia con respecto al

flujo de calor radiativo inicial, 10000 W/m, de 0,026% y 0,038% entre la curva de mayores valores, 1,0 kg/s, y las curvas de 1,5 y 2,0 kg/s, respectivamente. Por otra parte, se pudo evidenciar que un parámetro que afecta al estudio en cada caso es la fracción volumétrica puesto que dicho factor varía el espesor óptico del modelo y por tanto la tasa de atenuación de la radiación incidente lo que permite obtener diferentes formas en los perfiles de atenuación de cada caso estudiado.

Tabla 3.7 Resumen de resultados casos D, E y F.

| CASO D | | | |
|---|------------|----------------------------|------------|
| Fracción Volumétrica | 1,8E-7 | Flujo Másico [kg/s] | |
| Parámetros | 1,0 | 1,5 | 2,0 |
| Temperatura Máxima [K] | 321,8 | 318,9 | 317,5 |
| Temperatura Mínima [K] | 318,2 | 316,6 | 315,8 |
| Temperatura Promedio [K] | 320,1 | 317,8 | 316,6 |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11831,9 | 11864,4 | 11879,9 |
| Pérdidas por convección [W] | 407,3 | 377,7 | 363,8 |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 159,6 | 159,6 | 159,6 |
| Eficiencia [%] | 94,7 | 94,9 | 95,0 |

| CASO E | | | |
|---|------------|----------------------------|------------|
| Fracción Volumétrica | 4,0E-7 | Flujo Másico [kg/s] | |
| Parámetros | 1,0 | 1,5 | 2,0 |
| Temperatura Máxima [K] | 326,5 | 321,8 | 319,5 |
| Temperatura Mínima [K] | 316,1 | 315,2 | 314,8 |
| Temperatura Promedio [K] | 320,2 | 317,8 | 316,7 |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11902,6 | 11969,5 | 12002,1 |
| Pérdidas por convección [W] | 512,5 | 446,1 | 413,8 |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 0,8 | 0,8 | 0,8 |
| Eficiencia [%] | 95,2 | 95,8 | 96,0 |

| CASO F | | | |
|---|------------|----------------------------|------------|
| Fracción Volumétrica | 7,0E-7 | Flujo Másico [kg/s] | |
| Parámetros | 1,0 | 1,5 | 2,0 |
| Temperatura Máxima [K] | 331,9 | 325,2 | 321,9 |
| Temperatura Mínima [K] | 315,3 | 314,7 | 314,4 |
| Temperatura Promedio [K] | 320,1 | 317,8 | 316,7 |
| Calor colimatado incidente [W] | 12500,0 | 12500,0 | 12500,0 |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | 11802,4 | 11908,7 | 11960,9 |
| Pérdidas por convección [W] | 630,7 | 522,4 | 469,1 |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | 0,0005 | 0,0005 | 0,0005 |
| Eficiencia [%] | 94,4 | 95,3 | 95,7 |

Variación del flujo de calor colimatado.

En la presente sección se analizó la influencia del flujo de calor colimatado incidente en los resultados obtenidos del modelo. Se consideraron valores de flujo de calor colimatado de 10000, 15000 y 20000 W/m². Considerando un área de 5x0,25 m² se obtuvieron valores de calor colimatado de 12500, 18750 y 25000 W, respectivamente.

Es importante indicar que, para el presente análisis se utilizó un flujo másico del nanofluido de 2 kg/s para aproximar el modelo a un modelo turbulento y una fracción volumétrica de $1,8E-7$ ya que dicho valor representó en mayor medida el efecto volumétrico deseado en el estudio.

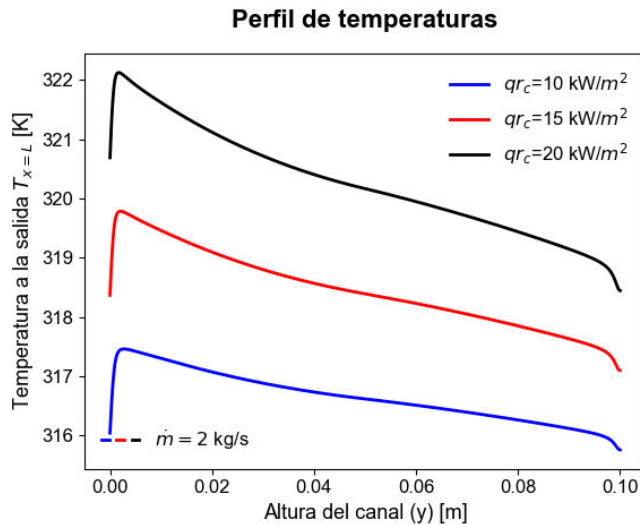


Figura 3.10 Perfil de temperatura a la salida del canal, $x = L$, a diferentes flujos de calor colimatado.

En la Figura 3.10, se muestra los perfiles de temperatura obtenidos al variar el flujo de calor colimatado incidente. En dicha figura se observa que existe un aumento de temperatura en el nanofluido a medida que se aumenta el flujo de calor. Por ejemplo, como se muestra en la Tabla 3.8, los valores de temperatura media cuando el flujo de calor colimatado fue de 10000 15000 y 20000 W/m fue de 316,6, 318,5 y 320,3 K respectivamente. Es importante indicar que, a pesar de que la forma del perfil de temperaturas se mantiene similar en cada estudio, a medida que aumenta el flujo de calor colimatado en el modelo, se obtiene un valor de temperatura máximo mayor. Esto se puede evidenciar al notar que la diferencia entre los valores de temperatura máximo y mínimo en los estudios de 10000, 15000 y 20000 W/m fue de 1,7, 2,7 y 3,7 K, respectivamente.

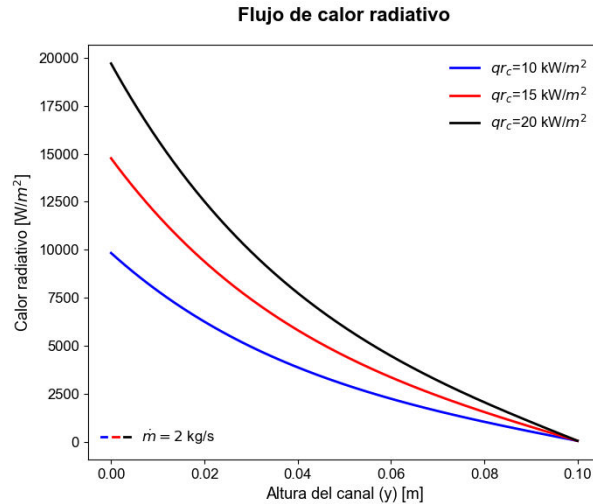


Figura 3.11 Flujo de calor radiativo a la salida del canal, $x = L$, a diferentes flujos de calor colimatado a la entrada

En la Figura 3.11 se observa la influencia del flujo de calor colimatado en la atenuación del flujo de calor radiativo del modelo. Se obtuvo que, debido a que el espesor óptico, $\tau = 2,2$, factor que influye directamente en la tasa de atenuación del calor, se mantuvo constante, la atenuación de calor radiativo en cada estudio se desarrolló de manera diferente. Por ejemplo, para alcanzar el 50 % del valor inicial, se requirió de 0,02954, 0,02958 y 0,0296 m para 10000, 15000 y 20000 W/m², respectivamente. Sin embargo, es importante indicar que, a pesar de la diferencia en la atenuación en cada estudio, todas las curvas llegan al mismo valor en la altura máxima del canal, $y = D$, es decir 42,9 W/m.

Por último, con respecto al flujo de entalpías, en la Tabla 3.8 se puede observar que a medida que el flujo de calor colimatado aumenta, la entalpía del fluido, las pérdidas de calor colimatado y las pérdidas por convección también aumentan. Dichas pérdidas convectivas aumentan debido a que la temperatura alcanzada cerca de la superficie de vidrio es más elevada conforme aumenta el calor colimatado. Dicha temperatura aumenta la temperatura del vidrio, lo que permite que existan pérdidas por convección con el ambiente. Por otra parte, la eficiencia del modelo aumenta a medida que el flujo de calor colimatado aumenta, independientemente del aumento de las pérdidas del modelo. Dicho efecto se presenta debido a que el aumento del flujo de entalpía del fluido es más representativo que el aumento de las pérdidas convectivas y radiativas del modelo. Es importante indicar que, como se indicó previamente, para el cálculo de la eficiencia del receptor, las pérdidas radiativas consideradas fueron únicamente por calor colimatado reflejado. Esto se debió a la naturaleza de la superficie inferior utilizada en el modelo radiativo, la cual permitió el paso únicamente de radiación colimatada hacia el interior y exterior de la cavidad.

Tabla 3.8 Resumen de resultados del caso G.

| CASO G | | | | |
|---|--------|---|-----------|-----------|
| Fracción Volumétrica | 7,0E-7 | Flujo de calor colimatado [kW/m²] | | |
| Flujo másico [kg/s] | 2,0 | 10 | 15 | 20 |
| Temperatura Máxima [K] | | 317,5 | 319,8 | 322,1 |
| Temperatura Mínima [K] | | 315,8 | 317,1 | 318,4 |
| Temperatura Promedio [K] | | 316,6 | 318,5 | 320,3 |
| Calor colimatado incidente [W] | | 12500,0 | 18750,0 | 25000,0 |
| Aumento de la entalpía del fluido [W] | | 11879,8 | 18017,0 | 24154,2 |
| Pérdidas por convección [W] | | 363,8 | 398,3 | 432,7 |
| Pérdidas por calor colimatado reflejado [W] | | 159,6 | 239,4 | 319,2 |
| Eficiencia [%] | | 95,0 | 95,3 | 96,6 |

4.CONCLUSIONES

El presente trabajo desarrolló un modelo matemático radiativo-convectivo acoplado para el estudio del comportamiento térmico de un receptor trapezoidal de un colector lineal Fresnel de baja temperatura. Dicho modelo fue resuelto numéricamente utilizando Python, para lo cual se pueden obtener las siguientes conclusiones:

- Se determinó que el modelo desarrollado en Python es una herramienta versátil ya que permite modificar diferentes parámetros y acoplar diferentes modelos; a diferencia de un software comercial, el cual no permite acceder al código fuente y limita los estudios a determinados modelos y condiciones de trabajo.
- El modelo radiativo-convectivo desarrollado, que es resuelto numéricamente a través de Python, fue validado mediante la comparación de resultados con investigaciones previas, para lo cual se determinó que el modelo obtenido constituye una herramienta fiable y útil para determinar el comportamiento térmico de un receptor trapezoidal con nanofluido como absorbedor de un colector lineal Fresnel de baja temperatura.
- Los estudios complementarios evidenciaron que, a medida que la fracción volumétrica seleccionada para el estudio aumenta, se alcanzan espesores ópticos más elevados los que ocasionan que el medio tienda a comportarse cada vez más como medio opaco, provocando que la radiación incidente tienda a ser absorbida por el medio más cercano a la pared de vidrio ocasionando que el calentamiento del nanofluido no sea uniforme en toda la altura del canal y viceversa.
- El valor máximo de eficiencia alcanzado por el receptor se obtuvo cuando se utilizó una fracción volumétrica de $4,0E-7$ por lo que se concluye que, a dicho valor de fracción volumétrica se presentó el balance óptimo entre la cantidad de energía captada por el nanofluido y la cantidad de pérdidas radiativas y convectivas en el receptor.
- Se concluye que el valor de la fracción volumétrica afecta tanto en la forma del perfil de temperatura, como en los valores de temperatura alcanzados por el nanofluido debido a que este parámetro determina la atenuación del flujo de calor radiativo a través el coeficiente de extinción y por ende la tendencia de los valores de temperatura. Mientras que, el valor del flujo másico no influye en la forma del perfil de temperatura, pero sí en los valores de temperatura alcanzados por el nanofluido, puesto que, este parámetro determina la velocidad del

nanofluido, la cual al aumentar produce que la temperatura alcanzada sea menor y viceversa.

- A medida que aumenta el valor del flujo másico, las pérdidas convectivas con el medio ambiente se reducen y, por tanto, mejora la eficiencia del receptor. Sin embargo, para dichos valores de flujos másicos, el incremento de temperatura media del nanofluido es bajo. Por dicho motivo se concluye que, para alcanzar incrementos de temperatura mayores conservando una alta eficiencia del receptor obtenida debido al incremento del flujo másico, se debería aumentar la longitud del canal con la finalidad de que el nanofluido pueda estar sometido a más cantidad de radiación solar.
- A medida que el flujo de calor colimatado incidente aumenta, el nanofluido alcanza mayores temperaturas y, a pesar de que las pérdidas por convección y por calor colimatado reflejado se incrementan, predomina el aumento de la entalpia del fluido y por tanto se alcanza eficiencias superiores. Por dicho motivo se concluye que, para valores fijos de flujo másico y fracción volumétrica, a medida que el flujo de calor colimatado incidente aumenta, la eficiencia del receptor también aumenta y viceversa.
- Se determinó que, para una fracción volumétrica de $1,8E-7$, el receptor presenta un comportamiento cercano al efecto volumétrico deseado, es decir, el perfil de temperatura obtenido en el nanofluido tiende a ser homogéneo; sin embargo, debido al bajo espesor óptico, se presentan elevadas pérdidas radiativas que afectan la eficiencia del receptor. Por dicho motivo se concluye que, para las condiciones de este estudio, el efecto volumétrico alcanzado no es suficiente para maximizar la eficiencia del receptor.

Se propone realizar un modelo radiativo que permita expandir el rango de aplicación en cuanto a material y tamaño de nanopartículas, con la finalidad de determinar su influencia en el comportamiento del receptor y así poder seleccionar la más adecuada para la aplicación deseada. Igualmente, se plantea realizar un estudio para determinar la influencia en el comportamiento del receptor de diferentes tipos de fluidos base, por ejemplo, el aceite de *Jatropha* que cuenta con la ventaja de que puede ser producido a nivel nacional. Por último, una vez determinadas las condiciones óptimas del modelo, se propone realizar un estudio técnico-económico para identificar la factibilidad de la implementación del sistema propuesto en la industria agroalimenticia ecuatoriana.

REFERENCIAS

- [1] M. T. Islam, N. Huda, A. B. Abdullah, and R. Saidur, "A comprehensive review of state-of-the-art concentrating solar power (CSP) technologies: Current status and research trends," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 91. Elsevier Ltd, pp. 987–1018, Aug. 01, 2018, doi: 10.1016/j.rser.2018.04.097.
- [2] Grupo Banco Mundial, "Emisiones de gases de efecto invernadero totales (kt de equivalente de CO₂)," 2012. <https://datos.bancomundial.org/indicador/EN.ATM.GHGT.KT.CE?view=chart>. (accessed Sep. 02, 2019).
- [3] D. C. Jaramillo Cobos, "Modelación y simulación del comportamiento térmico de un receptor solar de media temperatura tipo fresnel de geometría trapezoidal," 2017.
- [4] E. Bellos, C. Tzivanidis, and A. Papadopoulos, "Enhancing the performance of a linear Fresnel reflector using nanofluids and internal finned absorber," *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 135, no. 1, pp. 237–255, 2019, doi: 10.1007/s10973-018-6989-1.
- [5] E. Bellos and C. Tzivanidis, "Multi-criteria evaluation of a nanofluid-based linear Fresnel solar collector," *Sol. Energy*, vol. 163, pp. 200–214, Mar. 2018, doi: 10.1016/j.solener.2018.02.007.
- [6] H. L. Zhang, J. Baeyens, J. Degreève, and G. Cacères, "Concentrated solar power plants: Review and design methodology," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 22, pp. 466–481, 2013, doi: 10.1016/j.rser.2013.01.032.
- [7] A. J. Sangster, *Electromagnetic Foundations of Solar Radiation Collection*, no. 9783319032238. 2014.
- [8] Plataforma Tecnológica Solar Concentra, "Plataforma Tecnológica de la Energía Solar de Concentración," 2017. <http://www.solarconcentra.org/linear-fresnel-systems-and-the-future-for-concentrated-solar-power/>. (accessed Sep. 12, 2019).
- [9] Instituto de Investigación Geológico y Energético (IIGE), "Balance Energético," *Minist. Energía y Recur. Nat. No Renov.*, 2018.
- [10] N. Cartuche Cojitambo, M. M. Redina, J. López Villada, and R. Soria Peñafiel, "Commercial potential of linear Fresnel solar collectors in the industrial sector of Ecuador: preliminary assessment," *Rudn J. Ecol. Life Saf.*, vol. 27, no. 2, pp. 143–153, 2019, doi: 10.22363/2313-2310-2019-27-2-143-153.
- [11] G. Mokhtar, B. Boussad, and S. Nouredine, "A linear Fresnel reflector as a solar system for heating water: Theoretical and experimental study," *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 8, no. Agostot 2010, pp. 176–186, 2016, doi:

10.1016/j.csite.2016.06.006.

- [12] A. Heimsath, F. Cuevas, A. Hofer, P. Nitz, and W. J. Platzer, "Linear Fresnel Collector receiver: Heat loss and temperatures," *Energy Procedia*, vol. 49, pp. 386–397, 2014, doi: 10.1016/j.egypro.2014.03.042.
- [13] A. Kribus, Y. Gray, M. Grijnevich, G. Mittelman, S. Mey-Cloutier, and C. Caliot, "The promise and challenge of solar volumetric absorbers," *Sol. Energy*, vol. 110, pp. 463–481, 2014, doi: 10.1016/j.solener.2014.09.035.
- [14] Q. Li *et al.*, "Experimental and numerical investigation of volumetric versus surface solar absorbers for a concentrated solar thermal collector," *Sol. Energy*, vol. 136, pp. 349–364, 2016, doi: 10.1016/j.solener.2016.07.015.
- [15] A. L. Ávila-Marín, "Volumetric receivers in Solar Thermal Power Plants with Central Receiver System technology: A review," *Sol. Energy*, vol. 85, no. 5, pp. 891–910, 2011, doi: 10.1016/j.solener.2011.02.002.
- [16] F. Ordóñez, "Optimisation d'un récepteur solaire haute température à polydispersion de particules," 2014.
- [17] M. Ghodbane, Z. Said, A. A. Hachicha, and B. Boumeddane, "Performance assessment of linear Fresnel solar reflector using MWCNTs/DW nanofluids," *Renew. Energy*, vol. 151, pp. 43–56, 2020, doi: 10.1016/j.renene.2019.10.137.
- [18] A. Lenert and E. N. Wang, "Optimization of nanofluid volumetric receivers for solar thermal energy conversion," *Sol. Energy*, vol. 86, no. 1, pp. 253–265, 2012, doi: 10.1016/j.solener.2011.09.029.
- [19] T. M. Pavlović, I. S. Radonjić, D. D. Milosavljević, and L. S. Pantić, "A review of concentrating solar power plants in the world and their potential use in Serbia," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 16, no. 6, pp. 3891–3902, 2012, doi: 10.1016/j.rser.2012.03.042.
- [20] U S Energy Information Administration, "International Energy Outlook 2019 with projections to 2050," *Choice Rev.*, p. 85, 2019, doi: 10.5860/CHOICE.44-3624.
- [21] SolarPayback, "Solar Heat for Industry," 2017. [Online]. Available: <https://www.solar-payback.com/wp-content/uploads/2017/07/Solar-Heat-for-Industry-Solar-Payback-April-2017.pdf>.
- [22] C. Phil, *Solar energy perspectives*, vol. 1. 30th ISES Biennial Solar World Congress, 2011.
- [23] J. A. Duffie and W. A. Beckman, *Wiley: Solar Engineering of Thermal Processes*. 2013.
- [24] N. Vera, "Aspectos Básicos de la Radiación Solar," pp. 143–152, 2001, [Online]. Available: <https://www.tesisenred.net/bitstream/handle/10803/6839/10Nvm10de17.pdf?seq>

uence=11&isAllowed=y.

- [25] P. Castro, "Renewable and Alternative Energies.," p. 80, 2014, [Online]. Available: [https://ocw.unican.es/pluginfile.php/687/course/section/692/2-Solar energy %28I%29.pdf](https://ocw.unican.es/pluginfile.php/687/course/section/692/2-Solar%20energy%28I%29.pdf).
- [26] M. Pidwirny and S. Jones, "Earth-Sun Relationships and Insolation," *Fundamentals of Physical Geography, 2nd Edition*, 2006. <http://www.physicalgeography.net/fundamentals/6i.html> (accessed Apr. 25, 2020).
- [27] F. Ordóñez and D. Vaca-Revelo, "Mapa Solar del Ecuador," Quito, 2020. Accessed: Apr. 18, 2020. [Online]. Available: <http://meteo-scenery.epn.edu.ec/mapa-solar>.
- [28] M. Castro, *Hacia una matriz energética diversificada en Ecuador*. Quito: Centro Ecuatoriano de Derecho Ambiental, 2011.
- [29] F. Jarabo Friedrich, *El Libro de las Energías Renovables*. 1988.
- [30] International Energy Agency, "Solar Energy: Mapping the road ahead," vol. 20, no. Octubre, pp. 1–82, 2019, doi: 10.1007/978-3-642-20951-2_7.
- [31] S. Werner and N. Constantinescu, "EcoHeatCool WP1: The European heat market," *Work Packag. Deliv. Ecohaetcool EU Proj.*, pp. 58–62, 2006, [Online]. Available: http://www.euroheat.org/Files/Filer/ecoheatcool/documents/Ecoheatcool_WP1_Web.pdf.
- [32] O. A. Jaramillo, "Energía solar térmica de mediana temperatura para calor de proceso," p. 11, 2011, [Online]. Available: <http://www.cie.unam.mx/~ojs/pub/Enernight/Energia Solar Calor Proceso OJS.pdf>.
- [33] J. Cevallos-Sierra and J. Ramos-Martin, "Spatial assessment of the potential of renewable energy: The case of Ecuador," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 81, no. Agosto 2018, pp. 1154–1165, 2018, doi: 10.1016/j.rser.2017.08.015.
- [34] Constructions industrielles de la Méditerranée, "Compact Linear Fresnel Reflector technology by CNIM - Concentrating solar power plant," 2014. .
- [35] M. Günther, "Linear Fresnel Technology," *Adv. CSP Teach. Mater.*, pp. 1–43, 2011.
- [36] M. J. Montes, R. Barbero, R. Abbas, and A. Rovira, "Performance model and thermal comparison of different alternatives for the Fresnel single-tube receiver," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 104, pp. 162–175, 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.05.015.
- [37] J. R. Eggers, E. M. Lange, and S. Kabelac, "Radiation and energetic analysis of

- nanofluid based volumetric absorbers for concentrated solar power,” *Nanomaterials*, vol. 8, no. 10, 2018, doi: 10.3390/nano8100838.
- [38] M. J. Blanco and L. Ramirez Santigosa, *Advances in Concentrating Solar Thermal Research and Technology*. Elsevier, 2017.
- [39] J. B. P. da Natividade, “Parametric Study of High-Temperature Volumetric Solar Absorbers,” p. 76, 2015, [Online]. Available: <https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/844820067124613/dissertacao.pdf>.
- [40] B. Hoffschmidt, S. Alexopoulos, J. Götttsche, M. Sauerborn, and O. Kaufhold, *High concentration solar collectors*, vol. 3. Elsevier Ltd., 2012.
- [41] W. J. Minkowycz, E. M. Sparrow, and J. P. Abraham, *Nanoparticle heat transfer and fluid flow*, vol. IV. 2016.
- [42] P. K. Nagarajan, J. Subramani, S. Suyambazhahan, and R. Sathyamurthy, “Nanofluids for solar collector applications: A review,” *Energy Procedia*, vol. 61, no. Enero, pp. 2416–2434, 2014, doi: 10.1016/j.egypro.2014.12.017.
- [43] I. M. Mahbulbul, *Stability and Dispersion Characterization of Nanofluid*. 2019.
- [44] Y. L. Hewakuruppu *et al.*, “Limits of selectivity of direct volumetric solar absorption,” *Sol. Energy*, vol. 114, pp. 206–216, 2015, doi: 10.1016/j.solener.2015.01.043.
- [45] E. Bellos, Z. Said, and C. Tzivanidis, “The use of nanofluids in solar concentrating technologies: A comprehensive review,” *J. Clean. Prod.*, vol. 196, pp. 84–99, 2018, doi: 10.1016/j.jclepro.2018.06.048.
- [46] E. Bellos, C. Tzivanidis, and A. Papadopoulos, “Enhancing the performance of a linear Fresnel reflector using nanofluids and internal finned absorber,” *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 135, no. 1, pp. 237–255, 2019, doi: 10.1007/s10973-018-6989-1.
- [47] E. Bellos and C. Tzivanidis, “Multi-criteria evaluation of a nanofluid-based linear Fresnel solar collector,” *Sol. Energy*, vol. 163, pp. 200–214, Mar. 2018, doi: 10.1016/j.solener.2018.02.007.
- [48] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer*, 2^a Edición. Elsevier, 2003.
- [49] J. R. Howell, R. Siegel, and M. P. Mengüç, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 5th ed. Taylor & Francis Group, LLC, 2010.
- [50] S. Caron and M. Röger, “Modelling, simulation and identification of heat loss mechanisms for parabolic trough receivers installed in concentrated solar power plants,” *IFAC*, vol. 28, no. 1, pp. 372–377, 2015, doi: 10.1016/j.ifacol.2015.05.058.
- [51] E. Flores, “Desarrollo de un modelo óptico y térmico de un colector solar lineal Fresnel con receptor trapezoidal.” Escuela Politécnica Nacional, 2019.
- [52] American Elements Materials Science Engineer, “Graphite Nanoparticles /

- Nanopowder,” 2020. <https://www.americanelements.com/graphite-nanoparticles-nanopowder-7782-42-5#section-properties> (accessed May 27, 2020).
- [53] Eastman, “THERMINOL® VP-3 heat transfer fluid,” 2019, [Online]. Available: Therminol.com/resources.
- [54] W. W. Duley, “Refractive indices for amorphous carbon,” *J. Chem. Inf. Model.*, vol. 53, no. 9, pp. 1689–1699, 2019.
- [55] Y. A. Cengel and M. A. Boles, *Termodinámica*, 7ª Edición. New York, 2012.
- [56] F. M. White, *Fluid mechanics.*, Seventh. 2011.
- [57] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, 4ª Edición. Canada: Wiley, 2016.
- [58] F. Incropera and D. Dewitt, *Fundamentals of heat and mass transfer*, Seventh. John Wiley & Sons, Inc, 2011.
- [59] S. W. Churchill, “A reinterpretation of the turbulent Prandtl number,” *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 41, no. 25, pp. 6393–6401, 2002, doi: 10.1021/ie011021k.
- [60] D. V. Griffiths and I. M. Smith, *Numerical methods for engineers*, 2ª Edición. 2006.
- [61] Python Software Foundation, “What is Python? Executive Summary,” 2020. <https://www.python.org/doc/essays/blurb/> (accessed May 25, 2020).
- [62] P. K. Sarma, K. Chada, V. Dharma Rao, P. S. Kishore, T. Subrahmanyam, and A. E. Bergles, “Evaluation of momentum and thermal eddy diffusivities for turbulent flow in tubes,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 53, no. 5–6, pp. 1237–1242, 2010, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11.023.
- [63] J. Morente, “Análisis Dimensional,” 2016. [Online]. Available: <https://www.ugr.es/~andyk/Docencia/TEB/Tema5.pdf>.
- [64] E. P. S. de I. de Gijón and I. Industriales, “Análisis Dimensional,” pp. 1–36, 2005.
- [65] Y. A. Cengel, *Fundamentals of Fluid Mechanics*. 2012.
- [66] K. Clement, *Modern Fluid Dynamics*. 2018.
- [67] F. Táboas Touceda, “Estudio del proceso de ebullición forzada de la mezcla amoniaco/agua en intercambiadores de placas para equipos de refrigeración por absorción,” 2007.

ANEXOS

A. Análisis dimensional

En el estudio de fenómenos físicos, es común encontrar las magnitudes implicadas en dicho análisis acompañadas de sus correspondientes dimensiones. Por este motivo, es importante indicar que, para realizar una comparación entre varios términos, estos deben poseer las mismas dimensiones, puesto que, debe existir homogeneidad dimensional para lograr un análisis satisfactorio [61]. Por esa razón, es necesario que una ecuación tenga coherencia dimensional, es decir, que cuando se efectúe la división de cada uno de sus términos por alguno de ellos, se debe obtener una ecuación adimensional en la que cada cociente sería un grupo adimensional. En este sentido, el análisis dimensional es un método que permite obtener ecuaciones con una serie de grupos adimensionales [62]. Una ventaja de obtener grupos adimensionales es que, varios de ellos se encuentran estandarizados a nivel mundial. Esto quiere decir que, se ha asignado un nombre específico y rangos de acción a dicho grupo adimensional. Por ejemplo, el número de Reynolds es un número adimensional que proporciona la medida de los efectos de la viscosidad de un fluido en la que, si su valor es bajo, predomina la viscosidad en el flujo del fluido lo que permitiría un tipo de flujo laminar, mientras que, si el número de Reynolds es elevado, los efectos de la viscosidad del fluido son despreciables y se puede obtener un flujo turbulento. En este sentido, el presente análisis dimensional se realizará mediante un proceso conocido como normalización, el cual consiste en introducir los valores característicos de cada una de las variables presentes en la ecuación. Dichos valores característicos deben cumplir con dos condiciones: ser variables adimensionales y de magnitud unitaria.

En este contexto, se procede a realizar el análisis dimensional a la ecuación (2.21) con la finalidad de identificar términos despreciables y proceder a eliminarlos. Para esto, se procede a normalizar la ecuación. En la Tabla A.1 se muestran los valores característicos que serán introducidos en la ecuación original. Donde, los valores que se encuentran con un asterisco * representan la variable característica, es decir adimensionalizada y con módulo unitario. Mientras que, el subíndice r hace referencia a un valor tomado como referencia.

$$\rho_f C_p \vec{V} \nabla T = \nabla(k_f \nabla T) + \mu_f \Phi - \nabla \bar{q}_r(T) \quad (2.21)$$

Tabla A.1 Valores característicos utilizados para el proceso de normalización de la ecuación (2.21).

| Variable | Variable característica |
|---|--|
| Operador Nabla (∇) | $\nabla^* = \nabla \mathcal{L}$ |
| Temperatura (T) | $\theta = \frac{T}{T_r}$ |
| Velocidad (\vec{V}) | $\vec{V}^* = \frac{\vec{V}}{u_r}$ |
| Calor radiativo (\vec{q}_r) | $q_r^* = \frac{\vec{q}_r}{\sigma_{SB} T_r^4}$ |
| Densidad (ρ) | $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_r}$ |
| Calor específico (C_p) | $C_p^* = \frac{C_p}{C_{p,r}}$ |
| Viscosidad (μ) | $\mu^* = \frac{\mu}{\mu_r}$ |
| Coefficiente de disipación viscosa (Φ) | $\Phi^* = \frac{\Phi}{\left(\frac{u_r}{\mathcal{L}}\right)^2}$ |
| Coefficiente de conducción (k_f) | $k_f^* = \frac{k_f}{k_r}$ |

(Fuente:[16])

Se procede a reemplazar las variables originales por las características, como se muestra a continuación:

$$\rho_f^* \rho_r C_p^* C_{p,r} \vec{V}^* u_r \frac{\nabla^*}{\mathcal{L}} \vec{V}^* u_r \frac{\nabla^*}{\mathcal{L}} \theta T_r = \frac{\nabla^*}{\mathcal{L}} \left(k_f^* k_r \frac{\nabla^*}{\mathcal{L}} \theta T_r \right) + \mu_f^* \mu_r \Phi^* \left(\frac{u_r}{\mathcal{L}} \right)^2 - \frac{\nabla^*}{\mathcal{L}} * \vec{q}_r^* (\theta) \sigma_{SB} T_r^4$$

Reordenando los términos se obtiene lo siguiente:

$$\left(\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}} \right) C_p^* \rho_f^* \vec{V}^* \nabla^* (\theta) = \left(\frac{k_r \cdot T_r}{\mathcal{L}^2} \right) \nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta) + \mu_r \left(\frac{u_r}{\mathcal{L}} \right)^2 \mu_f^* \Phi^* - \left(\frac{\sigma_{SB} T_r^4}{\mathcal{L}} \right) \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta) \quad (\text{A.1})$$

A continuación, se divide cada uno de los términos de la ecuación por: $\rho_r C_{p,r} u_r T_r / \mathcal{L}$

$$\frac{\left(\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}} \right) C_p^* \rho_f^* \vec{V}^* \nabla^* (\theta)}{\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}}} = \frac{\left(\frac{k_r T_r}{\mathcal{L}^2} \right) \nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta)}{\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}}} + \frac{\mu_r \left(\frac{u_r}{\mathcal{L}} \right)^2 \mu_f^* \Phi^*}{\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}}} - \frac{\left(\frac{\sigma_{SB} T_r^4}{\mathcal{L}} \right) \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta)}{\frac{\rho_r C_{p,r} u_r T_r}{\mathcal{L}}}$$

Al reducir y agrupar términos, se obtiene como resultado la siguiente ecuación:

$$C_p^* \rho_f^* \vec{V}^* \nabla^* (\theta) = \left(\frac{k_r}{\rho_r C_{p,r} u_r \mathcal{L}} \right) \nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta) + \left(\frac{\mu_r u_r}{\rho_r C_{p,r} T_r \mathcal{L}} \right) \mu_f^* \Phi^* - \left(\frac{\sigma_{SB} T_r^3}{\rho_r C_{p,r} u_r} \right) \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta) \quad (\text{A.2})$$

Se definen los grupos adimensionales que se utilizarán en la ecuación:

$$\frac{k_r}{\rho_r C_{p,r} u_r \mathcal{L}} = \frac{1}{Pe}$$

$$\frac{\sigma_{SB} T_r^3}{\rho_r C_{p,r} u_r} = \frac{\sigma_{SB} T_r^4}{k_r T_r / \mathcal{L}} x \frac{k_r}{\rho_r C_{p,r} u_r \mathcal{L}} = \frac{N_R}{Pe}$$

$$\frac{u_r^2}{C_{p,r} T_r} = Ec$$

$$\frac{\mu_r u_r}{\rho_r C_{p,r} T_r \mathcal{L}} = \frac{u_r^2}{C_{p,r} T_r} x \frac{\mu_r}{\rho_r u_r \mathcal{L}} = \frac{Ec}{Re}$$

Donde, Re es el número de Reynolds. Pe es el número de Peclet, que se expresa de la siguiente manera $Pe = RePr$, donde Pr es el número de Prandtl. N_R es el parámetro de radiación-conducción. Por último, Ec es el número de Eckert. En este sentido, se procede a introducir dichos grupos adimensionales en la ecuación previamente descrita obteniendo como resultado la ecuación que se muestra a continuación:

$$C_p^* \rho_f^* \vec{\nabla}^* \nabla^* (\theta) = \frac{1}{Pe} [\nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta)] + \frac{Ec}{Re} (\mu_f^* \Phi^*) - \frac{N_R}{Pe} \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta) \quad (A.3)$$

Por último, se procede a reordenar los términos de la ecuación anterior y así se obtiene la ecuación (2.22) indicada en la sección Formulación de la ecuación de la energía.

$$\rho_f^* C_p^* \vec{\nabla}^* \nabla^* \theta = \frac{1}{Pe} [\nabla^* (k_f^* \nabla^* \theta) - N_R \nabla^* \vec{q}_r^* (\theta)] + \frac{Ec}{Re} (\mu_f^* \Phi^*) \quad (2.22)$$

Posteriormente, se procede a realizar el análisis dimensional a la ecuación (2.26) con la finalidad de identificar términos despreciables y proceder a eliminarlos. A continuación, se muestra la ecuación que se realizará el análisis dimensional:

$$\rho_f C_p u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_f(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial q_{r,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (2.26)$$

Para esto, se considerará C_p y k_f como variables independientes de la temperatura, es decir, constantes. Mientras que, el perfil de velocidades puede ser definido como se muestra en la ecuación (A.4).

$$u = u_m f(y) \quad (A.4)$$

De igual forma, la ecuación (A.4), debe cumplir con la restricción de conservación de la masa como se muestra en la ecuación (A.5)

$$\int_0^D f(y) dy = D \quad (A.5)$$

En este sentido, se procede a reescribir la ecuación original introduciendo la condición indicada en la ecuación (A.4). Además, se expresan los términos de conducción como función de la segunda derivada de la temperatura con respecto a x y y respectivamente, como se muestra a continuación.

$$\rho_f C_p u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = k_f \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \left(\frac{\partial q_{r,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (\text{A.6})$$

Se procede a dividir ambos lados de la ecuación por $\rho_f C_p$:

$$u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{k_f}{\rho_f C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho_f C_p} \left(\frac{\partial q_{r,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{r,y}}{\partial y} \right) \quad (\text{A.7})$$

Se requiere normalizar la ecuación anterior para lo cual, en la Tabla A.2, se muestran los valores característicos que serán introducidos en la ecuación anterior. Donde, los valores que se encuentran con un asterisco * representan la variable característica, es decir adimensionalizada y con módulo unitario. Mientras que, el subíndice r hace referencia a un valor tomado como referencia.

Tabla A.2 Valores característicos utilizados para el proceso de normalización de la ecuación (2.26).

| Variable | Variable característica |
|---------------------------------|---|
| Temperatura (T) | $\theta = \frac{T - T_r}{\Delta T}$ |
| Velocidad en x (u) | $u^* = \frac{u}{u_m}$ |
| Calor radiativo (\vec{q}_r) | $q_r^* = \frac{\vec{q}_r}{\sigma_{SB} T_r^4}$ |
| Distancia en x | $x^* = \frac{x}{u_m D^2}$ |
| Distancia en y | $y^* = \frac{y}{D}$ |

(Fuente:[16])

De igual forma, se procede a definir los grupos adimensionales estandarizados que se utilizarán en la ecuación:

$$Pe = \frac{u_m D}{a_f}$$

$$\frac{a_{f,r}}{u_r \mathcal{L}} = \frac{1}{Pe}$$

$$N_R = \frac{\sigma_{SB} T_r^4}{\left(\frac{k_f \Delta T}{D} \right)}$$

Donde, $\alpha_{f,r}$ es la difusividad térmica evaluada a una temperatura de referencia r . Pe , como ya se indicó previamente, es el número de Peclet ($Pe = RePr$ donde, Re es el número de Reynolds y Pr es el número de Prandtl). Por último, N_R es el parámetro de radiación-conducción.

Una vez introducidas las variables características y los grupos adimensionales, se obtiene como resultado la ecuación (2.27) indicada en la sección Transferencia de calor por convección en un canal de placas paralelas.

$$u^*(y^*) \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{1}{Pe^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{*2}} - \frac{N_R}{Pe} \frac{\partial q_r^*}{\partial x^*} - N_R \frac{\partial q_{r,y}^*}{\partial y^*} \quad (2.27)$$

B. Perfil de velocidades y difusividad térmica turbulenta.

A continuación, se detalla el desarrollo del modelo del perfil de velocidades requerido para el presente trabajo. Dicho perfil será modelado utilizando la ley de potencia en función del eje y . De igual forma, se indicará la correlación utilizada para obtener la difusividad térmica turbulenta ϵ_H , término que se requiere en la ecuación del modelo (2.33).

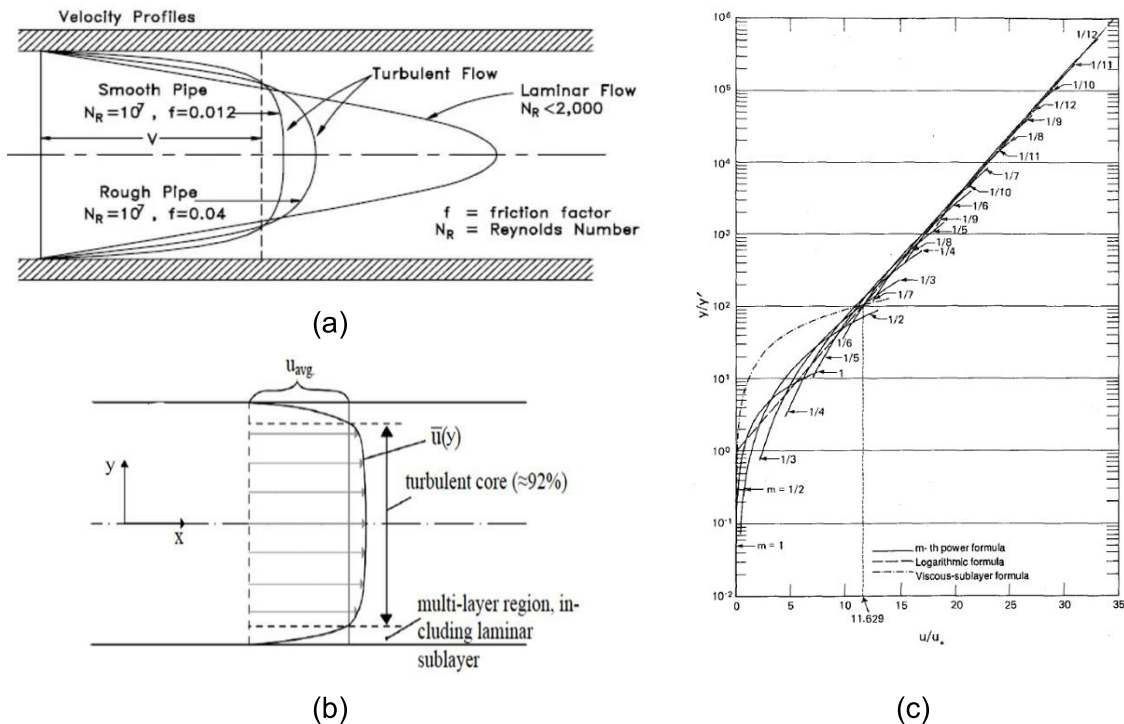


Figura B.1 (a) Perfil de velocidad según el régimen. (b) Perfil de velocidad turbulento totalmente desarrollado. (c) Distribuciones flujo turbulento: ley logarítmica y de potencia variando el exponente n .
(Fuente: [63], [64])

Para el caso de un flujo turbulento completamente desarrollado, existen distintos perfiles de velocidad empíricos, entre estos, el perfil de velocidad de la ley de potencia. Dicho perfil, describe de manera general la forma del perfil de velocidades, especialmente en el núcleo o zona turbulenta. En este sentido, dicho perfil no es preciso en regiones o subcapas cercanas a la pared, por ejemplo, proporciona un gradiente de velocidad infinito al calcular el esfuerzo cortante de la pared. Sin embargo, en un flujo turbulento y completamente desarrollado, como se observa en la Figura B.1 (b), el 92% del perfil de velocidades corresponde al núcleo turbulento, por lo tanto, la ley de potencia permite obtener resultados adecuados y precisos [63].

En este sentido, de manera general, el perfil de velocidades se representa mediante la ecuación (2.34) donde al reemplazar el coeficiente A de la ecuación (2.35), se obtiene la ecuación (B.1).

$$u^+ = \frac{\bar{u}_{max}}{u_f} \frac{1}{(D^+/2)^{1/n}} (y^+)^{1/n} \quad (\text{B.1})$$

La ecuación (B.2) se obtiene al reemplazar las variables adimensionales indicadas en la ecuación (2.36), en la ecuación (B.1).

$$\frac{\bar{u}}{u_f} = \frac{\bar{u}_{max}}{u_f} \frac{1}{\left(\frac{Du_f}{2v}\right)^{1/n}} \left(\frac{yu_f}{v}\right)^{1/n} \quad (\text{B.2})$$

Finalmente, se procede a simplificar y reordenar términos de la ecuación (B.2) con la finalidad de obtener la ecuación (2.37) que, permite modelar el perfil de velocidades para la mitad de la sección de separación de las placas paralelas. La ecuación (2.38) es el complemento de la ecuación (2.37) en la segunda mitad de la sección de separación de las placas paralelas al considerar que el perfil de velocidades es simétrico.

$$\bar{u} = \bar{u}_{max} \left(\frac{y}{D/2}\right)^{1/n} \quad 0 \leq y \leq D/2 \quad (\text{2.37})$$

$$\bar{u} = \bar{u}_{max} \left(\frac{D-y}{D/2}\right)^{1/n} \quad D/2 \leq y \leq D \quad (\text{2.38})$$

Donde, la velocidad máxima del fluido \bar{u}_{max} , se puede expresar en función de su velocidad media \bar{u}_m , como se muestra en la ecuación (B.4). Para esto, se considera la formulación integral de la velocidad media que se muestra en la ecuación (B.3).

$$\bar{u}_m = \frac{2}{D} \int_0^{D/2} \bar{u}_{max} \left(\frac{y}{D/2}\right)^{1/n} dy = \bar{u}_{max} \frac{n}{n+1} \quad (\text{B.3})$$

$$\bar{u}_{max} = \bar{u}_m \left(\frac{n+1}{n}\right) \quad (\text{B.4})$$

Por último, y como se muestra en la ecuación (B.4) y el gráfico (c) de la Figura B.1, el perfil de velocidades es influenciado por el índice de potencia n . Es así como, el perfil de velocidad se vuelve más plano a medida que n (y, por lo tanto, el número de Reynolds) aumenta. Por lo tanto, en la práctica, se ha determinado que el valor $n = 7$ es adecuado para flujos suaves, mientras que para flujos totalmente rugosos es recomendable un valor de $n = 6$, dichos perfiles se observan en la Figura B.1 (a) [64]. Por otro lado, también se pueden utilizar diferentes valores de n en función del número de Reynolds y la relación entre la velocidad promedio y máxima, como se muestra en la Tabla B.1. Es importante indicar que, para el caso de ductos no circulares, es necesario determinar el diámetro hidráulico de la sección, que para el caso particular de este estudio, se obtiene como el doble de la distancia de separación entre las placas como se muestra en la ecuación (B.5) [65].

$$D_h = 2D \quad (\text{B.5})$$

Tabla B.1 Exponente ley de potencia para perfil de velocidad.

| $Re = \frac{\rho_f \bar{u}_m D_h}{\mu_f}$ | 4×10^3 | $2,3 \times 10^4$ | $1,1 \times 10^5$ | $1,1 \times 10^6$ | $3,2 \times 10^6$ |
|---|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| n | 6,0 | 6,6 | 7,0 | 8,8 | 10,0 |
| $\frac{\bar{u}_m}{\bar{u}_{max}}$ | 0,791 | 0,807 | 0,817 | 0,850 | 0,865 |

(Fuente:[64])

Por otro lado, con relación al modelamiento turbulento, los parámetros de flujo: difusividad turbulenta del momentum ϵ_m y difusividad térmica turbulenta ϵ_H se determinan mediante funciones empíricas. En este sentido, Sarma et al. presenta diferentes expresiones desarrolladas a lo largo de los años para determinar la difusividad turbulenta del momentum entre la cual se propone una expresión continua que se muestra en la ecuación (B.6) misma que, está basada en el modelo de longitud mezclada de Prandtl, y es dependiente del perfil de velocidades. El autor menciona que, la variación de la difusividad turbulenta de momentum, desde la región de la pared hasta el núcleo o centro, es un proceso continuo y por tanto, debe definirse mediante una función monótonica con magnitud variable de cero en la pared hasta un máximo en la región central, así como también, menciona que el perfil de velocidades empleado debe ser continuo [60].

$$\frac{\epsilon_m}{v} = \left[0.0198(y^+u^+) \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+u^+}{100}\right) \right)^2 \right] \quad (B.6)$$

Posteriormente, se reemplaza la ecuación (2.39) en la ecuación (B.6) con la finalidad de obtener una expresión para la difusividad térmica turbulenta ϵ_H .

$$\epsilon_H = \frac{v}{Pr_t} \left[0.0198(y^+u^+) \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+u^+}{100}\right) \right)^2 \right] \quad (B.7)$$

Por último, para expresar la ecuación anterior de manera general, se reemplazan las variables adimensionales descrita en la ecuación (2.36) en la ecuación (B.7). Como resultado, la correlación de Sarma et al. se puede expresar como se muestra la ecuación (2.41).

$$\epsilon_H = \frac{1}{Pr_t} \left[0.0198(yu) \left(1 - \exp\left(-\frac{yu}{100v}\right) \right)^2 \right] \quad (2.41)$$

C. Variación de propiedades del fluido

En este anexo se detalla la variación de las propiedades termo-físicas de un fluido base como resultado de la variación de su temperatura. También se detalla la variación de las propiedades termo-físicas de un nanofluido como función de la fracción volumétrica de nanopartículas en el fluido base.

Variación de las propiedades termo-físicas del fluido base debido a la temperatura.

Las propiedades termo-físicas del fluido base se ven influenciadas por las variaciones de temperatura. Por lo que, se requiere que algunas propiedades termo-físicas se expresen como función de la temperatura. Dichas propiedades se denotan con un subíndice *bf*.

Viscosidad dinámica.

La viscosidad dinámica es una de las propiedades cuya variación es notoria en función de la temperatura a la que se encuentra el fluido. En este sentido, y con el fin de determinar dicha variación en el aceite térmico Therminol® VP-3, se utilizaron los datos que se muestran en la Figura C.1 publicados por el fabricante en su página web para, mediante una regresión, determinar una ecuación con tendencia exponencial, con un coeficiente de determinación $R^2 = 0,985$, que permita obtener la viscosidad dinámica del fluido base en función de la temperatura, como se muestra en la ecuación (C.1) [51].

$$\mu_{bf} = 363.9 e^{-0.04197 T} + 0.01005 e^{-0.006909 T} \quad (C.1)$$

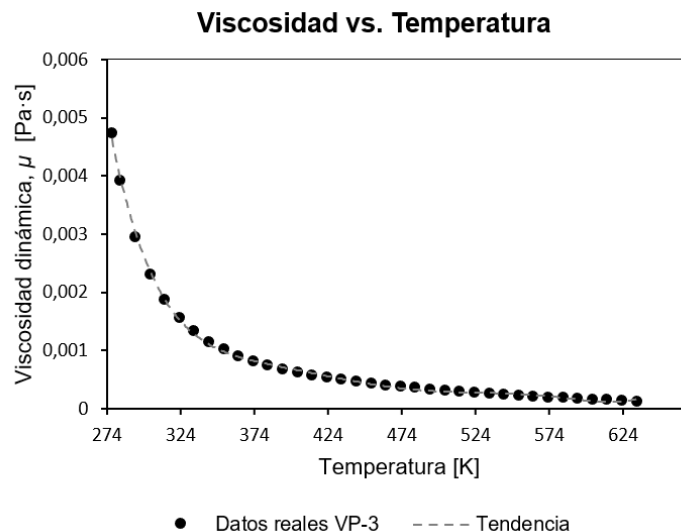


Figura C.1 Variación de la viscosidad en función de la temperatura del aceite térmico Therminol® VP-3.
(Fuente: [51])

Conductividad térmica.

Por otro lado, la conductividad térmica es un parámetro que también se ve afectado en función de la temperatura promedio a la que se encuentre el fluido. En este sentido y como se muestra en la gráfica, mediante una regresión lineal, se logró obtener una ecuación con un coeficiente de determinación $R^2 = 0,9996$, lo que permite obtener la conductividad térmica del aceite térmico Therminol® VP-3 en función de la temperatura, como se muestra en la ecuación (C.2) [51].

$$k_{bf} = 0,0001\bar{T} + 0,1576 \quad (C.2)$$

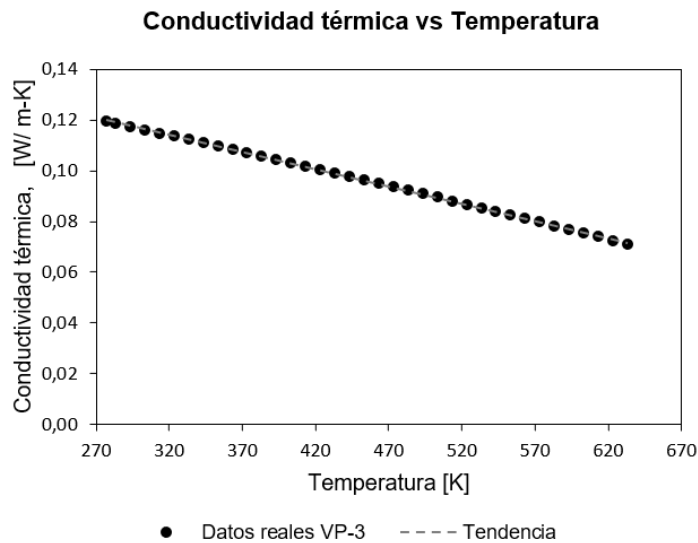


Figura C.2 Variación de la conductividad térmica en función de la temperatura del aceite térmico Therminol® VP-3.
(Fuente: [51])

Variación de las propiedades termo-físicas del nanofluido debido a la concentración volumétrica de nanopartículas.

Las propiedades termo-físicas del nanofluido se ven influenciadas por la concentración de nanopartículas en el fluido, o también conocida como fracción volumétrica φ . En este sentido, las propiedades efectivas del nanofluido se calcularán en función de dicho parámetro y se denotarán con un índice inferior f , exceptuando el C_p . Como se indicó previamente, las propiedades del fluido base como función de la temperatura se representarán con el índice bf , y las propiedades de las nanopartículas se representarán mediante el subíndice np . A continuación, se muestran los modelos seleccionados para el presente estudio.

Densidad – Modelo de Loni et al., [43].

$$\rho_f = \rho_{bf}(1 - \varphi) + \rho_{np}\varphi \quad (C.3)$$

Conductividad térmica – Modelo de Maxwell, [16].

$$k_f = k_{bf} \left(\frac{(2k_{bf} + k_{np}) - 2\varphi(k_{bf} - k_{np})}{(2k_{bf} + k_{np}) + \varphi(k_{bf} - k_{np})} \right) \quad (\text{C.4})$$

Calor específico – Modelo de Khanafer and Vafai, [43].

$$C_p = \frac{C_{p,bf} \rho_{bf} (1 - \varphi)}{\rho_f} + \frac{C_{p,np} \rho_{np} \varphi}{\rho_f} \quad (\text{C.5})$$

Viscosidad dinámica – Modelo de Bachelor, [43].

$$\mu_f = \mu_{bf} (1 + 2,5\varphi + 6,2\varphi^2); \quad \varphi \leq 4\% \quad (\text{C.6})$$

D. Consideraciones para la validación numérica del modelo acoplado.

En el presente anexo se muestran las consideraciones utilizadas para la validación numérica del modelo acoplado. Para esto, se utilizó como base el estudio publicado por Ordóñez F. titulado “Optimisation d’un récepteur solaire haute température à polydispersion de particules” [16].

Tabla D.1 Consideraciones para la geometría del receptor, fluido base y nanopartículas.

| GEOMETRÍA: RECEPTOR | | | |
|---|-------------------|-------------------------|---------------------------|
| Parámetro | Unidades | Modelo Propuesto | Modelo Ordoñez, F. |
| Longitud | m | | 1,0 |
| Altura | m | | 1,0 |
| Profundidad | m | | 1,0 |
| FLUIDO BASE: AIRE | | | |
| Parámetro | Unidades | Modelo Propuesto | Modelo Ordoñez, F. |
| Viscosidad cinemática | m ² /s | | 38,79E-6 |
| Densidad | kg/m ³ | | 0,6964 |
| Conductividad térmica | W/m-K | | 0,0407 |
| Calor específico | J/kg-K | | 1030,0 |
| NANOPARTÍCULAS: CARBURO DE SILICIO (SiC) | | | |
| Parámetro | Unidades | Modelo Propuesto | Modelo Ordoñez, F. |
| Radio | µm | 0,028 | 10 |
| Densidad | kg/m ³ | | 3210,0 |
| Conductividad térmica | W/m-K | | 100,0 |
| Calor específico | J/kg-K | | 850,0 |
| Fracción volumétrica | – | | 7,5E-7 |
| Índice de refracción | – | | 2-0,01i |

(Fuente: [16]).

En la Tabla D.1 se puede observar las consideraciones geométricas, de las propiedades del fluido base y de las nanopartículas realizadas en el presente estudio y en el estudio realizado por Ordóñez. En primer lugar, se replicaron sin ninguna modificación la geometría del receptor y las propiedades del fluido base. Sin embargo, es importante indicar que el modelo desarrollado en este trabajo se lo realizó considerando aceite como fluido base. Mientras que, el modelo propuesto por Ordóñez utiliza aire como fluido base. En este sentido, la variación de las propiedades del fluido base como función de la temperatura fueron planteadas de manera diferente en ambos modelos. Por este motivo y con la finalidad de obtener resultados precisos en el análisis y validación del modelo propuesto, el planteamiento de la variación de las propiedades del fluido base como función de la temperatura fue modificado. Para esto, se utilizaron correlaciones

en las que se considera la variación de las propiedades utilizando aire como fluido base. Adicionalmente, se replicaron las condiciones de trabajo de las nanopartículas. Sin embargo, en la Tabla D.1 se observa una variación en el radio de la nanopartícula utilizada en el modelo de Ordóñez con respecto a la utilizada en el modelo del presente estudio. Esto se debe a una limitación del modelo radiativo que se utiliza en el presente trabajo ya que, para que el modelo radiativo utilizado funcione correctamente según las consideraciones planteadas, se debe cumplir que el parámetro de tamaño ($x = 2\pi r/\lambda$) sea menor a uno. Por dicho motivo es que el radio de las nanopartículas fue menor en el modelo del presente trabajo que en el utilizado en el modelo de Ordóñez.

Con respecto al cálculo de las propiedades efectivas del nanofluido (fluido base + nanopartículas) como función de la fracción volumétrica, a diferencia de la variación de las propiedades como función de la temperatura en la cual se debió reformular las correlaciones utilizadas, se mantuvo el planteamiento original del presente trabajo puesto que dicho planteamiento es independiente del tipo de fluido base.

Tabla D.2 Consideraciones de los modelos radiativos, modelos convectivos y de mallado.

| CONSIDERACIONES: MODELO RADIATIVO | | | | |
|---|-------------------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Parámetro | Unidades | Modelo Propuesto | | Modelo Ordoñez, F. |
| Longitud de onda | μm | 0,4 | | 0,2 – 1,2 |
| Tipo de modelo | - | Modelo de Rayleigh | | Modelo Lorenz-Mie |
| Flujo colimatado | W/m^2 | 800 000 | | |
| CONSIDERACIONES: MODELO CONVECTIVO | | | | |
| Parámetro | Unidades | Modelo Propuesto | | Modelo Ordoñez, F. |
| Flujo másico | kg/s | | | 1,0 |
| Coefficiente global de transferencia de calor | $\text{W/m}^2\text{-K}$ | | | 16,7 |
| Temperatura ambiente | K | | | 300 |
| Temperatura de entrada | K | | | 500 |
| MALLADO DEL RECEPTOR | | | | |
| Parámetro | Modelo Propuesto | | Modelo Ordoñez, F. | |
| | Número | Tipo de mallado | Número | Tipo de mallado |
| Mallas en X | 200 | Uniforme | 200 | Uniforme |
| Mallas en Y | 5000 | Uniforme | 5000 | No uniforme |

(Fuente: [16]).

Consecuentemente, se procedió a replicar las condiciones de trabajo del modelo Radiativo de Ordóñez. Como se observa en la Tabla D.2, existen dos variaciones principales entre ambos modelos. La longitud de onda que se utilizó en el modelo de Ordóñez no se especifica, sin embargo, se indica que dicho parámetro puede oscilar entre 0,2 – 1,4 μm . Por este motivo, para el presente estudio se escogió un valor que se encuentre dentro del rango indicado. Por otro lado, la principal diferencia entre los

estudios se encuentra en el tipo de modelo radiativo utilizado. El modelo planteado por Ordoñez emplea como principio la teoría de Lorenz – Mie, la cual tiene como principales características que el medio absorbe, emite y dispersa anisotrópicamente la radiación solar concentrada incidente. Dicho modelo se lo resolvió mediante el método de dos flujos con una aproximación Delta–Eddington con la finalidad de representar adecuadamente la dispersión anisotrópica [16].

Por otro lado, el modelo planteado en el presente trabajo emplea un modelo de dispersión de Rayleigh (solamente absorbitivo), es decir, contempla únicamente la absorción y emisión de radiación más no la dispersión ni difusión de esta. Además, dicho modelo cumple con las siguientes consideraciones: monodispersión de partículas, es decir que todas las partículas son del mismo tamaño y se asumió un medio gris, lo que permitió definir las propiedades ópticas independientes del espectro electromagnético. Finalmente, dicho modelo se lo resolvió utilizando el método de diferencias finitas y el método de trapecio múltiple. Es por este motivo que, el tipo de modelo radiativo utilizado en ambos estudios es considerado la diferencia más significativa entre estos trabajos.

De la misma manera, las consideraciones del modelo convectivo de Ordóñez fueron replicadas en el modelo del presente trabajo con la finalidad de que ambos modelos funcionen de manera similar. Es importante indicar que, una vez acoplados los modelos convectivos y radiativos, ambos estudios resuelven los modelos acoplados mediante el mismo método numérico, es decir, mediante la resolución de una matriz diagonal.

Por último, también se consideró las condiciones de mallado de ambos modelos para lo cual, se replicó el número de mallas en cada eje (eje x y eje y). Sin embargo, el tipo de mallado de los ejes x y y presentados por Ordóñez son homogéneo y no homogéneo, respectivamente; mientras que, para el presente estudio, se consideró el mallado homogéneo en ambas direcciones. Es importante indicar que cuando se utiliza mallado no homogéneo es posible obtener resultados con menor cantidad de mallas con respecto a un mallado homogéneo. Dicho efecto se debe a que el mallado no homogéneo es más refinado en la zona en la que se requiere captar el fenómeno de forma más precisa, mas no en la totalidad del estudio.