

FUNDAMENTOS Y APLICACIONES PARA EL DESARROLLO DE LA
INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA
UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

OSCAR FABIÁN MORANTES DELGADO
EDWIN SANTIAGO ALFÉREZ BAQUERO

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE INGENIERÍAS FISICOMECÁNICAS
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES
BUCARAMANGA

2006

FUNDAMENTOS Y APLICACIONES PARA EL DESARROLLO DE LA
INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA
UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

OSCAR FABIÁN MORANTES DELGADO
EDWIN SANTIAGO ALFÉREZ BAQUERO

Este proyecto es presentado como requisito para optar al título de
Ingeniero Electrónico

Director

OSCAR GUALDRÓN GONZÁLEZ, PhD

Codirector

ARTURO PLATA GÓMEZ, PhD

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE INGENIERÍAS FISICOMECÁNICAS
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES
BUCARAMANGA

2006

A Dios por su iluminación en todo momento, por su fuerza e inspiración.

*A mi Madre querida, quien lo dejo todo por sus hijos,
Mi espíritu, mi vida, mi intelecto, mi personalidad se los debo a ella.*

A mi hermano por su compañía y apoyo.

A mis amigos, quienes me han enseñado tanto.

A Kiki, por inspirarme y apoyarme tanto durante estos últimos años.

A todas las personas de quien he aprendido y me han guiado.

Eduin Santiago Alférez Baquero

A Dios por su iluminación en todo momento, por su fuerza e inspiración.

*A mi Madre y mi padre, quienes lo dieron todo por sus hijos,
Mi espíritu, mi vida, mi intelecto, mi personalidad se los debo a ellos.*

A mi hermana por su apoyo.

A mis amigos, quienes me han enseñado tanto.

A Mary, por inspirarme y apoyarme tanto durante estos últimos años.

A todas las personas de quien he aprendido y me han guiado.

Oscar Fabián Morantes Delgado

AGRADECIMIENTOS

Los autores de este proyecto queremos agradecer en primer lugar a Dios quien nos dio la salud y los medios para llegar hasta este punto.

A todas las personas que contribuyeron al desarrollo de este trabajo, en especial a nuestro codirector Arturo Plata Gomez quien compartió con nosotros su calidez humana, su apoyo y su conocimiento. A nuestro director Oscar Gualdrón Gonzáles, y también a la termógrafa Delia Zoraya Vega, por su apoyo y asesoría.

A nuestras familias y amigos que siempre estuvieron brindándonos aliento y animo para seguir adelante a pesar de las dificultades.

Al grupo de investigación GOTS de la escuela de Física, al grupo CPS, de la escuela de ingeniería Eléctrica, Electrónica y Telecomunicaciones y a la Universidad Industrial de Santander.

TABLA DE CONTENIDO

INTRODUCCIÓN.....	1
1 FUNDAMENTOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR.....	2
1.1 FLUJO DE CALOR EN ESTADO ESTABLE.....	2
1.1.1 <i>Calor específico</i>	2
1.1.2 <i>Conductividad térmica</i>	4
1.2 CONDUCCIÓN DE CALOR EN UNA DIMENSIÓN.....	5
1.3 SOLUCIONES PERIODICAS PARA LA ECUACIÓN DE CONDUCCIÓN DE CALOR.....	7
1.3.1 <i>EL ESPACIO SEMI-INFINITO</i>	9
1.3.2 <i>LÁMINA DE GROSOR FINITO</i>	12
1.4 EXCITACIÓN PULSADA.....	14
1.5 CALENTAMIENTO DE PULSO LARGO.....	16
1.6 OTRAS EXTENSIONES.....	19
1.7 OTRAS FORMAS DE TRANSFERENCIA DE CALOR.....	19
1.7.1 <i>TRANSFERENCIA DE CALOR POR RADIACIÓN</i>	20
1.7.2 <i>TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCIÓN</i>	21
2 CARACTERÍSTICAS ASOCIADAS AL PROCESO DE REGISTRO TERMOGRÁFICO.....	23
2.1 OBJETO RADIANTE.....	23
2.2 CANTIDADES BÁSICAS EN FOTOMETRÍA.....	24
2.2.1 <i>Flujo Radiante</i>	24
2.2.2 <i>Rayo Óptico</i>	25
2.2.3 <i>Extensión Geométrica del Rayo Óptico</i>	26
2.2.4 <i>Haz Óptico</i>	27
2.2.5 <i>Radiancia (luminiscencia)</i>	27
2.2.6 <i>Excitación radiante</i>	29
2.2.7 <i>Irradiancia</i>	31
2.2.8 <i>Exposición radiante</i>	32

2.2.9	<i>Intensidad Radiante</i>	33
2.3	DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE LA RADIACIÓN.....	35
2.3.1	<i>Variables Espectrales</i>	35
2.3.2	<i>Densidades Espectrales</i>	36
2.4	FUENTES DE RADIACIÓN.....	37
2.4.1	<i>El concepto de un radiador ideal (el cuerpo negro)</i>	39
2.4.2	<i>Ley de Planck</i>	40
2.4.3	<i>Curva de cuerpo negro</i>	41
2.4.4	<i>Dos aproximaciones para la Ley de Planck</i>	42
2.4.4.1	<i>Fórmula Rayleigh-Jean</i>	42
2.4.4.2	<i>Fórmula de Wien</i>	43
2.4.4.3	<i>Ley de Desplazamiento (Ley de Wien)</i>	43
2.4.5	<i>La Ley de Stefan-Boltzmann</i>	44
2.5	EMISIVIDAD DE CUERPOS REALES.....	45
2.5.1	<i>Definición de emisividad</i>	45
2.5.1.1	<i>El promedio espectral de emisividad direccional</i>	45
2.5.1.2	<i>El promedio hemisférico de la emisividad espectral</i>	46
2.5.1.3	<i>El promedio espectral de la emisividad hemisférica</i>	46
2.5.2	<i>Valores de emisividad</i>	46
2.5.3	<i>La idea de un cuerpo gris</i>	48
2.6	RADIOSIDAD.....	48
2.6.1	<i>Los factores de absorbanza, transmisión y reflexión</i>	49
2.6.1.1	<i>Definiciones de los factores de radiosidad</i>	49
2.6.1.2	<i>Los promedios de los factores espectrales direccionales</i>	51
2.6.1.3	<i>Relaciones fundamentales entre los factores de radiosidad</i>	52
2.6.2	<i>Ley de Kirchhoff (ó Ley de Draper)</i>	52
2.7	ESTRUCTURA DE LA ATMÓSFERA.....	54
2.7.1	<i>Influencia de la atmósfera en la apariencia de la escena termográfica</i>	54
2.7.2	<i>Equilibrio Termodinámico de la Atmósfera</i>	54
2.7.3	<i>Principales Componentes de la Atmósfera</i>	54
2.8	PROCESO DE REGISTRO TERMOGRÁFICO, MEDICIÓN DE LA TEMPERATURA.....	56
2.8.1	<i>Ecuación radiométrica</i>	57
3	SENSORES INFRARROJOS.....	61
3.1	DEFINICIONES Y CARACTERÍSTICAS DE LOS DETECTORES.....	61

3.1.1	<i>Impedancia y Receptividad</i>	61
3.1.2	<i>Constante de tiempo</i>	62
3.1.3	<i>Potencia de ruido equivalente</i>	62
3.1.4	<i>Diferencia de temperatura de ruido equivalente</i>	63
3.1.5	<i>Detectividad D y D*</i>	63
3.1.6	<i>Mínima diferencia de temperatura resoluble</i>	63
3.1.7	<i>Función de Distribución de línea y Función Respuesta de rendija</i>	64
3.2	DEGRADACIÓN DE LA SEÑAL	65
3.2.1	<i>Ruido</i>	66
3.2.2	<i>Ruido de disparo</i>	67
3.2.3	<i>Ruido térmico o de Johnson</i>	67
3.2.4	<i>Ruido Flicker o 1/f</i>	67
3.3	DETECTORES TÉRMICOS	68
3.3.1	<i>Bolómetros</i>	68
3.3.2	<i>Termocuplas</i>	69
3.3.3	<i>Detectores neumáticos</i>	70
3.3.4	<i>Detectores Piroeléctricos</i>	70
3.3.5	<i>Cristales Líquidos</i>	71
3.4	DETECTORES FOTÓNICOS	71
3.4.1	<i>Detectores fotónicos fotoemisivos</i>	72
3.4.2	<i>Detectores Cuánticos</i>	72
3.5	DISPOSITIVOS PARA LA OBTENCIÓN DE IMÁGENES INFRARROJAS... 74	
3.5.1	<i>Detectores piroeléctricos</i>	75
3.5.2	<i>FPA's infrarrojos</i>	78
3.5.2.1	<i>Detectores de barrera Schottky</i>	78
3.5.2.2	<i>Superlattices</i>	80
3.5.2.3	<i>Detectores fotónicos intrínsecos</i>	80
3.5.2.4	<i>Tecnología del Plano-Z</i>	81
3.5.2.5	<i>Arreglos de Microbolómetros</i>	82
3.5.2.6	<i>Corrección de uniformidad</i>	84
3.5.3	<i>Radiómetros de escaneo</i>	85
3.6	TÉCNICAS DE TERMOGRAFÍA INFRARROJA (TIR).....	86
3.6.1	<i>Termografía pasiva</i>	86
3.6.2	<i>Termografía activa</i>	87
3.7	ESTADO DEL ARTE DE LA TERMOGRAFÍA INFRARROJA.....	89

4	PROPOSICIÓN DE CRITERIOS E IDENTIFICACIÓN DE DOMINIOS DE INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA.....	95
4.1	DEFINICIÓN DE CRITERIOS.....	96
4.2	IDENTIFICACIÓN DE DOMINIOS.....	98
4.3	PROPUESTA METODOLÓGICA PARA JUZGAR LA VIABILIDAD DE DOMINIOS MEDIANTE LOS CRITERIOS IDENTIFICADOS.....	98
5	ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	100
6	CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES.....	103
7	BIBLIOGRAFÍA.....	105

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 ESQUEMA PARA LA CONDUCCIÓN DE CALOR A TRAVÉS DE UNA LÁMINA DE GROSOR D	4
FIGURA 1.2 MEDIDA DEL GROSOR USANDO LA LEY DE FOURIER	5
FIGURA 1.3 ESQUEMA USADO PARA DERIVAR LA ECUACIÓN DIFERENCIAL PARA LA CONDUCCIÓN DE CALOR.....	6
FIGURA 1.4 UN ESPACIO SEMI-INFINITO SUJETO A CALENTAMIENTO PERIÓDICO EN LA SUPERFICIE	9
FIGURA 1.5 VARIACIÓN EN LA TEMPERATURA EN EL ESPACIO SEMI-INFINITO ($\alpha=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$) Y EN EL AIRE QUE LO RODEA ($\alpha=0.24 \text{ cm}^2/\text{s}$) CON UN CALENTAMIENTO PERIÓDICO DE FRECUENCIA 1HZ.	11
FIGURA 1.6 ESQUEMA PARA UNA LÁMINA DE GROSOR FINITO D , CON UNA CAPA DE RESPALDO.....	12
FIGURA 1.7 MAGNITUD Y ÁNGULO DE FASE PARA LA TEMPERATURA SUPERFICIAL SOBRE UN ESPÉCIMEN CON RESPALDOS CONDUCTIVOS ($\Gamma=0.5, 0.9$) Y REFLECTIVOS ($\Gamma=-0.5, -0.9$).....	15
FIGURA 1.8 TEMPERATURA SUPERFICIAL COMO UNA FUNCIÓN DEL TIEMPO PARA CALENTAMIENTO PULSADO EN UN ESPÉCIMEN CON RESPALDOS CONDUCTIVOS ($\Gamma=0.5, 0.9$) Y REFLECTIVOS ($\Gamma=-0.5, -0.9$).....	17
FIGURA 1.9 TEMPERATURA SUPERFICIAL GRAFICADA COMO UNA FUNCIÓN DEL TIEMPO Y DE LA RAÍZ CUADRADA DEL TIEMPO SOBRE UN ESPÉCIMEN CON RESPALDOS CONDUCTIVOS ($\Gamma=0.5, 0.9$) Y REFLECTIVOS ($\Gamma=-0.5, -0.9$).....	18
FIGURA 1.10 GEOMETRÍA PARA EL MECANISMO DE CONVECCIÓN	22
FIGURA 2.1 INTERCAMBIO DE ENERGÍA ENTRE DOS CUERPOS RADIANTES.....	24
FIGURA 2.2 GEOMETRÍA ASOCIADA AL RAYO ÓPTICO	25
FIGURA 2.3 GEOMETRÍA QUE REPRESENTA EL ÁNGULO SÓLIDO $d\Omega$ Y EL ELEMENTO DE SUPERFICIE ds	26
FIGURA 2.4 GEOMETRÍA SUBTENDIDA POR EL RAYO ÓPTICO.....	26
FIGURA 2.5 RADIANCIA DESDE EL PUNTO EN DIRECCIÓN R	28
FIGURA 2.6 EL ÁNGULO SÓLIDO COMO UNA FUNCIÓN DEL ÁNGULO MEDIO EN EL ÁPICE DEL CONO	30

FIGURA 2.7 IRRADIANCIA EN UNA SUPERFICIE DS'	31
FIGURA 2.8 INTEGRACIÓN DE LA DENSIDAD ESPECTRAL	36
FIGURA 2.9 RADIACIÓN TÉRMICA DE UN CUERPO NEGRO	40
FIGURA 2.10 RADIANCIA ESPECTRAL $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ DE UN CUERPO NEGRO COMO FUNCIÓN DE LA LONGITUD DE ONDA	42
FIGURA 2.11 VALORES DE EMISIVIDAD PARA MATERIALES COMUNES EN LA VENTANA ATMOSFÉRICA DE 8-12MM	47
FIGURA 2.12 TÍPICA INDICATRIZ DE EMISIVIDAD DE UN DIELECTRICO EN LA BANDA TÉRMICA	48
FIGURA 2.13 DISTRIBUCIÓN DE LA ONDA INCIDENTE AL CONTACTO CON EL OBJETO	49
FIGURA 2.14 REPRESENTACIÓN GRÁFICA DE LA LEY DE KIRCHHOFF	53
FIGURA 2.15 SITUACIÓN TÍPICA DE MEDIDA: MEDIDA DE TEMPERATURA EN A, B ₁ ES VISTO TRASPASANDO EL OBJETO, B ₂ ES VISTO A TRAVÉS DE LA REFLEXIÓN	58
FIGURA 3.1 CURVA TÍPICA DE RECEPTIVIDAD DE UN DETECTOR	62
FIGURA 3.2 SIMPLE PROCEDIMIENTO PARA OBTENER EXPERIMENTALMENTE LA SRF	65
FIGURA 3.3 PROCESO DE DEGRADACIÓN DE LA SEÑAL	66
FIGURA 3.4 PRINCIPIO DE OPERACIÓN DE UNA TERMOCUPLA	70
FIGURA 3.5 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN DETECTOR FOTOEMISIVO	72
FIGURA 3.6 CURVAS DE DETECTIVIDAD ESPECTRAL PARA DETECTORES INFRARROJOS; LA ABSORCIÓN ATMOSFÉRICA TAMBIÉN ES INDICADA	73
FIGURA 3.7 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN TUBO PIROELÉCTRICO DE VIDICON	75
FIGURA 3.8 PRINCIPIO DE OPERACIÓN DE UN DETECTOR SPRITE	82
FIGURA 3.9 FOTOGRAFÍA E ILUSTRACIÓN DE UN MICROBOLÓMETRO DE 50 X 50 MM DE TAMAÑO BASADO EN LA TECNOLOGÍA VO ₂ CONSTRUIDO CON LA MICROMOLTURA EN SILICIO	83
FIGURA 3.10 VISTA INTERNA DE UN RADIÓMETRO INFRARROJO	85
FIGURA 3.11 CONFIGURACIÓN DE TÍPICA DE TIR ACTIVA (MÓDULO)	87
FIGURA 4.1 ESQUEMA DE PROCESO DE PLANEACIÓN	96
FIGURA 5.1 PONDERACIONES PROMEDIO DE LOS CRITERIOS POR PARTE DE LOS GRUPOS ENCUESTADOS	101

LISTA DE ANEXOS

ANEXO A. ENCUESTA PARA IDENTIFICAR DOMINIOS DE INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA.....	109
ANEXO B. TABLA DE DOMINIOS Y APLICACIONES EN TERMOGRAFÍA.....	111

LISTA DE TABLAS

TABLA 1.1 RESUMEN DE LAS PROPIEDADES TÉRMICAS.....	3
TABLA 1.2 PROPIEDADES TÉRMICAS A TEMPERATURA AMBIENTE DE MATERIALES COMUNES	3
TABLA 2.1 CONVERSIONES ENTRE LAS DIFERENTES EXPRESIONES DEL FLUJO ESPECTRAL	37
TABLA 4.1 EJEMPLIFICACIÓN DE DOMINIOS Y APLICACIONES ASOCIADAS AL GRUPO DE INVESTIGACIÓN	98
TABLA 4.2 TABLA DE COSTOS PARA ANÁLISIS DE VIABILIDAD DE LAS APLICACIONES CON BASE EN LOS CRITERIOS	99
TABLA 5.1 LISTADO GRUPOS DE INVESTIGACIÓN ENCUESTADOS	100

TÍTULO: FUNDAMENTOS Y APLICACIONES PARA EL DESARROLLO DE LA INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA*

EDWIN SANTIAGO ALFÉREZ BAQUERO
OSCAR FABIÁN MORANTES DELGADO**

Palabras claves: Termografía infrarroja, fundamentos, radiación, transferencia de calor, sensores infrarrojos, criterios, dominios de investigación.

La termografía es una nueva alternativa en las amplias posibilidades espectrales, de tal ancho de banda se pueden extraer características nunca antes disponibles en los sistemas de visión del espectro visible: el análisis de puntos críticos por incremento de la temperatura, la identificación fallas en equipos eléctricos y mecánicos, la tipificación de defectos superficiales en materiales, la detección de grietas, blancos militares, el diagnóstico de tumores, entre otras aplicaciones, no son ya posibilidades inalcanzables sino trabajos rutinarios con esta nueva técnica.

El presente trabajo pretende ser una herramienta para el proceso de investigación en el área de termografía que han venido realizando grupos de investigación de la Universidad Industrial de Santander; además permite el avance de nuevos trabajos, identificando y fundamentando nuevas líneas relacionadas. Para satisfacer tal fin, se presenta un completo estado del arte, se fundamenta la teoría de radiación, la transferencia de calor enfocada a la termografía infrarroja y las bases de los sensores infrarrojos. Por último se desarrolla una propuesta de criterios y la correspondiente identificación de dominios de investigación en termografía.

* Trabajo de Grado.

** Facultad de Ingenierías Fisicomecánicas, Escuela de Ingenierías Eléctrica, Electrónica y de Telecomunicaciones. Director: Oscar Gualdrón González, PhD.

TITLE: THERMOGRAPHY, FUNDAMENTS AND APLICATIONS FOR INVESTIGATION DEVELOP*

EDWIN SANTIAGO ALFÉREZ BAQUERO
OSCAR FABIÁN MORANTES DELGADO**

The thermal imaging is a new alternative in the wide spectrum possibilities, many characteristics could be possible to obtain throughout such band wide never possible in the visible spectrum: the analysis of critical points taking into account the gradient temperature, the electrical and mechanical identification failures in the equipment, the characterization of the superficial fails in materials, the fissures detection, the military targets, the tumor diagnostic, among other applications, are not nowadays unreachable possibilities but currents works with this new technique.

The present work pretends to be a tool of the investigation process developed by some investigation groups in thermography area at the Universidad Industrial de Santander. Also it allows the progress of new works, identifying and basing new related tendencies. To reach such goal, it presents a full art state, it bases in the radiation theory, the heat transfer focus in the thermal imagine and infrared sensor. Finally, a standard propose and the domains identification corresponding to thermal imaging is developed.

* Degree work.

** Faculty of Physic-mechanic Engineering, School of Electrical, Electronic ant Telecommunication Engineering. Director: Oscar Gualdrón González, PhD.

INTRODUCCIÓN

La calidad es hoy en día prioridad para la industria moderna, esto hace indispensable que tal concepto se encuentre soportado por herramientas tecnológicas que permitan adelantarse a posibles situaciones que generen condiciones de mal funcionamiento y que deterioren la prestación de un servicio y/o la obtención de un producto.

Los avances en esta política de cero defectos toman importancia en la comercialización de un determinado producto y/o el posicionamiento de una empresa en el mercado global. El mayor esfuerzo en la búsqueda de éste concepto, está en la implementación de sistemas de supervisión sobre una línea de producción, ya que la inspección manual es un proceso que genera fatigas y carece de motivación. En cambio un sistema que posibilite esa supervisión permitiría no solo superar los anteriores inconvenientes sino ser además empleada en ambientes hostiles y seguir operando de forma continua. El incremento en la eficacia de los resultados de un sistema de inspección como el antes mencionado, conducirá a la reducción de fallas en las partes pasadas a través del sistema. La termografía es una nueva alternativa en las amplias posibilidades espectrales, de tal ancho de banda se pueden extraer características nunca antes disponibles en los sistemas de visión del espectro visible: el análisis de puntos críticos por incremento de la temperatura, la identificación de tumores, no son ya posibilidades inalcanzables sino trabajos rutinarios con esta nueva técnica.

El presente trabajo de grado pretende ser una herramienta para el proceso de investigación en el área de termografía que han venido realizando grupos de investigación de la universidad; además permite el avance de nuevos trabajos, identificando y fundamentando nuevas líneas relacionadas. Para satisfacer tal fin, el presente proyecto presenta un completo estado del arte. Se fundamenta la teoría de radiación en el capítulo 1, la transferencia de calor enfocada a la termografía infrarroja en el capítulo 2, las bases de los sensores infrarrojos en el capítulo 3. Se desarrolla una propuesta de criterios y la correspondiente identificación de dominios de investigación en termografía en el capítulo 4. Por último se analizan los resultados obtenidos en el capítulo 5, obteniéndose en el capítulo 6 las conclusiones.

1 FUNDAMENTOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR

La termografía activa¹ se fundamenta en que la conducción de calor en una estructura permite la deducción de información acerca de la misma y de los materiales que la componen. La estructura y las propiedades térmicas de los materiales controlan la conducción de calor. Las propiedades térmicas más comunes son resumidas en la tabla 1.1. Para el caso estático, las propiedades térmicas de importancia son el *calor específico* “*c*” y la *conductividad térmica* “*κ*”. Se examinará como *c* y *κ*, se encuentran relacionadas con las propiedades térmicas en el caso de cambios de temperatura con dependencia temporal y se discutirá un número de casos, los cuales son de importancia en la evaluación no destructiva, incluyendo láminas de grosor finito con diferentes materiales de respaldo. Se comparará los casos de calentamiento pulsado y calentamiento con pulso largo (step heating), las dos aproximaciones más comúnmente usadas en termografía activa. Finalmente se mencionara la transferencia de calor por radiación y por convección.

1.1 FLUJO DE CALOR EN ESTADO ESTABLE

1.1.1 Calor específico

La *capacidad calorífica* *C* de un cuerpo, describe como la temperatura de un cuerpo cambia cuando este es calentado o enfriado y es definida como:

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (1.1)$$

Donde ΔQ es el calor suministrado al cuerpo y ΔT es el cambio de temperatura resultante. Una de las más importantes propiedades térmicas de cualquier material es el calor específico *c*; la capacidad calorífica por unidad de masa del material que esta compuesto el cuerpo. La unidad para el calor específico es J/kg·K. El calor específico permite calcular el cambio de calor ΔQ (J/m³), de un cuerpo de masa *m*, a partir de su cambio de temperatura ΔT :

¹ Termografía con estimulación térmica externa

$$\Delta Q = cm\Delta T \quad (1.2)$$

Tabla 1.1 Resumen de las propiedades térmicas

Símbolo	Término	Unidades (cgs)	Unidades (SI)
Q	Energía (Calor)	cal	J
ρ	Densidad	g/cm ³	Kg/m ³
κ	Conductividad térmica	cal/s cm K	W/m K
c	Calor específico	cal/g K	J/kg K
α	Difusividad térmica	cm ² /s	m ² /s
e	Efusividad térmica	cal/cm ² s ^{1/2} K	W s ^{1/2} /m ² K
Γ	Factor de desajuste térmico	Numérico	Numérico
t_{trans}	Tiempo de transición térmica	s ó s ^{1/2}	s ó s ^{1/2}

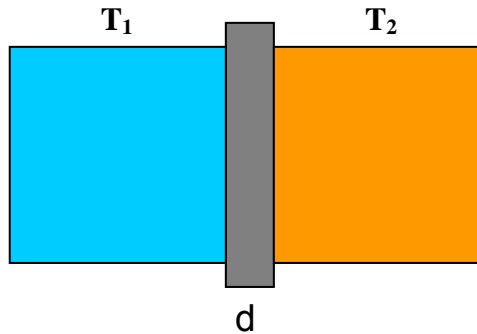
Para todos los materiales, el calor específico depende de la temperatura. En la tabla 1.2 se muestran valores de calor específico a temperatura ambiente para algunos materiales comunes. Se observa, que mientras los valores de calor específico para diferentes materiales varían sólo por 1 ó 2 órdenes de magnitud, otras propiedades tales como la difusividad y la conductividad pueden cambiar en mayores órdenes de magnitud.

Tabla 1.2 Propiedades térmicas a temperatura ambiente de materiales comunes

Material	Difusividad Térmica cm ² /sec	Efusividad Térmica J/(cm ² Ks ^{1/2})	Conductividad Térmica J/(cm K s)	Calor Específico J/(g K)	Densidad g/cm ³
Poliisopreno	7.709 × 10 ⁻⁴	5.57 × 10 ⁻⁴	13.4 × 10 ⁻⁴	1.90	0.913
Agua	1.45 × 10 ⁻³	6.02 × 10 ⁻³	6.05 × 10 ⁻³	4.18	0.997
Vidrio	3.43 × 10 ⁻³	4.23 × 10 ⁻³	7.79 × 10 ⁻³	0.842	2.7
Zirconia	2.19 × 10 ⁻³	4.60 × 10 ⁻³	6.49 × 10 ⁻³	0.582	5.1
Superliga de Ni	0.0260	0.083	0.095	0.440	8.3
Aire	0.221	7.43 × 10 ⁻⁸	26.2 × 10 ⁻⁵	1.01	1.18 × 10 ⁻³
Aluminio aleación (2024-T4)	0.46	0.775	1.22	0.963	2.77
Aluminio Puro	0.967	1.366	2.35	0.901	2.699
Silicio	1.08	0.641	1.70	0.679	2.33
Cobre	1.17	3.30	4.01	0.385	8.936
Oro	1.26	1.92	3.18	0.131	19.32
Diamante	3.74	2.79	6.62	0.502	3.516

1.1.2 Conductividad térmica

Figura 1.1 Esquema para la conducción de calor a través de una lámina de grosor d



Fuente: Los autores

Cuando diferentes partes de un cuerpo se encuentran a diferentes temperaturas, el calor fluye de lugares de mayor a menor temperatura hasta que la distribución de temperatura es homogénea. Este proceso es llamado conducción de calor.

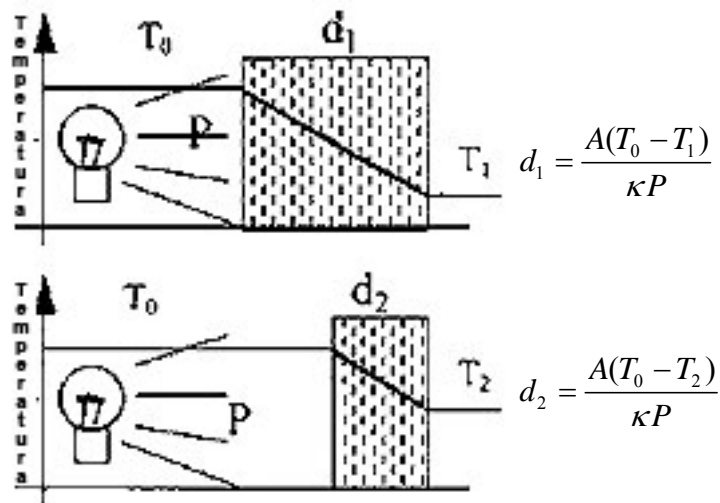
En la figura 1.1 se ilustra una situación donde dos depósitos a diferentes temperaturas T_1 y T_2 , mantenidas constantes, son separadas por una placa de grosor d . La energía en forma de calor fluye a través de la placa y el flujo de calor, J en W/m^2 , es proporcional al gradiente de temperatura:

$$J = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} = -\kappa \frac{T_2 - T_1}{d} \quad (1.3)$$

El signo menos indica que el calor fluye de la región más caliente a la más fría. Con el propósito de mantener las temperaturas de los dos depósitos constantes. Uno de los depósitos pierde energía, mientras que el otro gana. La constante de proporcionalidad k es llamada la *conductividad térmica*. Es medida en $W/m K$ y depende de la temperatura en la mayoría de materiales. La ecuación (1.3) es denominada la *ley de Fourier* y es sólo válida para el caso estático o independiente del tiempo.

El caso de conducción estática puede ser usado para medidas no destructivas del grosor como se muestra en la figura 1.2. Suponiendo que un lado de la placa bajo investigación es mantenida a temperatura constante. La temperatura superficial del otro lado de la placa depende entonces, del calor que fluye a través de la placa. Si la temperatura sobre ambos lados de la placa es medida y la potencia P por unidad de área A se registran en el lado caliente, el grosor d_x , del material (sí su conductividad

Figura 1.2 Medida del grosor usando la ley de Fourier



Fuente: [13]

térmica es conocida) puede ser determinado:

$$J_x = \frac{P}{A} = \kappa \frac{T_0 - T_x}{d_x} \Rightarrow d_x = \frac{A(T_0 - T_x)}{\kappa P} \quad (1.4)$$

1.2 CONDUCCIÓN DE CALOR EN UNA DIMENSIÓN

La ley de Fourier es aplicable únicamente para el caso cuando la distribución de temperatura en el sistema ha alcanzado el equilibrio. Se puede derivar la ecuación dependiente del tiempo cuando se toma en cuenta todas las fuentes de calor y se aplica el concepto de la conservación de la energía. Considerando una lámina de grosor Δx , densidad ρ , calor específico c , conductividad térmica κ y área A como se ilustra en la figura 1.3, el calor que entra a la lámina fluyendo desde la posición $x = 0$ en el intervalo de tiempo Δt , es dado por la ecuación:

$$Q_1 = J_1 A \Delta t = \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} A \Delta t \quad (1.5)$$

Y por:

$$Q_2 = \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\Delta x} A \Delta t \quad (1.6)$$

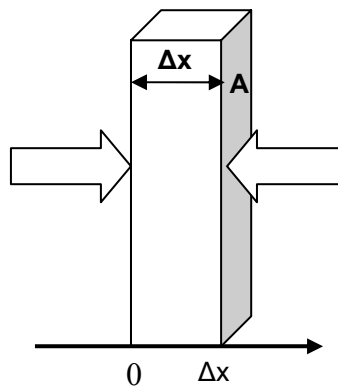
En la posición $x = \Delta x$ (el signo cambia). El calor H que entra desde una fuente caliente (en W/m^3), es:

$$Q_H = HA\Delta t\Delta x \quad (1.7)$$

y el cambio de calor en la lámina para un incremento de temperatura ΔT , es dado por:

$$\Delta Q = c\rho \cdot A\Delta x \cdot \Delta T \quad (1.8)$$

Figura 1.3 Esquema usado para derivar la ecuación diferencial para la conducción de calor



Fuente: Los autores

El calor difundido que fluye dentro de la lámina y a la entrada desde la fuente externa de calentamiento, es igual al calentamiento total en la lámina, $Q_1+Q_2+Q_H=\Delta Q$. Combinando la ecuación (1.5) dentro de la ecuación (1.8) se encuentra que:

$$\left[\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\Delta x} - \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} \right] A\Delta t + HA\Delta t\Delta x = c\rho \cdot A\Delta x \cdot \Delta T \quad (1.9)$$

Dividiendo por $A\Delta t\Delta x$ y tomando la derivada como el límite para pequeños $\Delta t\Delta x$, se obtiene:

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -H \quad (1.10)$$

Introduciendo la *difusividad térmica* α como:

$$\alpha = \frac{\kappa}{c\rho} = \frac{\text{conductividad térmica}}{\text{calor específico} \times \text{densidad}} \quad (1.11)$$

Se encuentra entonces la ecuación diferencial de la conducción de calor en una dimensión:

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = -\frac{H(x,t)}{\kappa} \quad (1.12)$$

Esta expresión es la ecuación de difusión para la temperatura y por tanto, la difusividad térmica tiene las unidades del coeficiente de difusión, cm^2/s . En problemas de flujo de calor con dependencia temporal, la difusividad térmica es un parámetro de interés junto con la conductividad térmica.

Los valores para la difusividad térmica de algunos materiales comunes son mostrados en la tabla 1.2. Mientras que los metales tienen altos valores de conductividad térmica y altos valores de difusividad y los cerámicos y vidrios tienen baja conductividad térmica y baja difusividad térmica, el aire tiene una *baja* conductividad térmica y una alta difusividad térmica debido a su *baja* densidad.

1.3 SOLUCIONES PERIODICAS PARA LA ECUACIÓN DE CONDUCCIÓN DE CALOR

Una solución para una ecuación diferencial como (1.12) puede componerse a partir de la solución general de la ecuación homogénea (donde la entrada de calor H es cero):

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (1.13)$$

Más una solución especial la cual satisface las condiciones de frontera con una determinada entrada.

Asumiendo una solución con variación periódica temporal de la temperatura:

$$T(x, y) = T(x) \exp(i\omega t) \quad (1.14)$$

Sustituyendo (1.14) en (1.13) se encuentra una ecuación diferencial que describe la dependencia espacial de la distribución de temperatura:

$$\frac{\partial^2 T(x)}{\partial x^2} - \frac{i\omega}{\alpha} = 0 \quad (1.15)$$

Esta es solucionada por:

$$T(x) = A \exp(\sigma x) + B \exp(-\sigma x) \text{ con } \sigma^2 = \frac{i\omega}{\alpha} \quad (1.16)$$

Donde las constantes A y B se determinan de acuerdo a las condiciones de frontera. Al sustituir (1.16) en (1.14) se produce la solución general para la ecuación homogénea (1.13):

$$T(x,t) = [A \exp(\sigma x) + B \exp(-\sigma x)] \exp(-i\omega t) \text{ con } \sigma = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \quad (1.17)$$

Esta expresión tiene el aspecto de una solución de la ecuación de onda, por ello se denominan “ondas térmicas” y describe el flujo de calor resultante de una fuente periódica. Se realizaron numerosos experimentos con ondas térmicas que mostraron características de onda como la interferencia. La ecuación (1.17) describe una variación periódica de la temperatura con incursiones positivas y negativas cercanas a cero. Esta expresión únicamente describe las diferencias de temperatura en función del tiempo. En realidad, un incremento lineal de temperatura en el tiempo, $T = T_0 + Cx + D(t + x^2/2\alpha)$ es también una solución general de la ecuación (1.13) y también deberá ser incluida en (1.17), puesto que la variación periódica esta verdaderamente cerca de un incremento continuo en el nivel medio de temperatura. Por simplicidad, se limitará a la solución de la ecuación (1.17), la cual tiene algunas propiedades interesantes. La temperatura es atenuada por e^{-1} (≈ 0.368) en una *longitud de difusión térmica* δ_t :

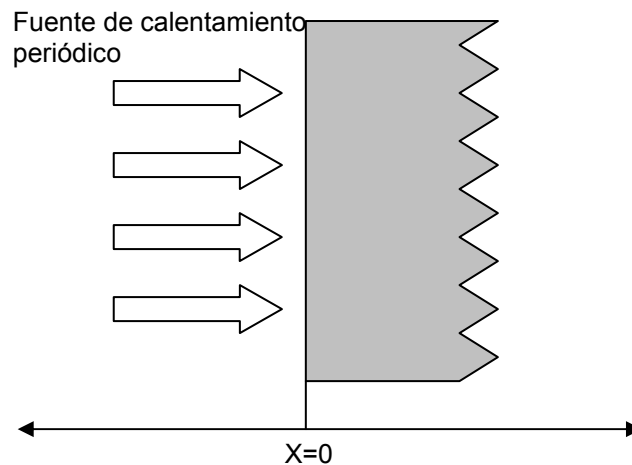
$$\delta_t = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}} \quad (1.18)$$

Este parámetro depende de la frecuencia. Además las variaciones periódicas de temperatura no penetran con profundidad la muestra a causa de que la fuente de calentamiento con altas frecuencias de modulación y bajas difusividades térmicas del espécimen. Se observa que la longitud de difusión térmica es análoga a la profundidad de penetración para ondas electromagnéticas en conductores.

Ahora se considerarán dos casos especiales para la ecuación (1.17), el espacio semi-infinito y la lámina de grosor finito. Esta última es representativa de muchas situaciones en la evaluación no destructiva tales como, el recubrimiento de capas separadas del sustrato, aleaciones con desdoblamiento entre capas y grietas horizontales por debajo de la superficie del objeto de prueba.

1.3.1 EL ESPACIO SEMI-INFINITO

Figura 1.4 Un espacio semi-infinito sujeto a calentamiento periódico en la superficie



Fuente: Los autores

Considerando un espacio semi-infinito como se muestra en la figura 1.4, con la muestra calentada periódicamente por la absorción de luz en su superficie. Se pueden determinar las variaciones de temperatura en el aire y en el espécimen estableciendo las condiciones de frontera para las constantes A y B en la ecuación (1.17). Puesto que sólo una solución finita tiene significado físico, se debe hacer $A_{\text{especimen}} = B_{\text{aire}} = 0$ para evitar un incremento de la temperatura con la distancia dentro del aire o del espécimen. Las soluciones $T_{\text{aire}}(x < 0)$ y $T_{\text{especimen}}(x > 0)$ son:

$$\begin{aligned}
x < 0 : \quad T_{aire} &= A_{aire} \exp(\sigma_{aire} x + i\omega t) & \sigma_{aire} &= (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_{aire}}} \\
x > 0 : T_{especimen} &= B_{especimen} \exp(-\sigma_{especimen} x + i\omega t) & \sigma_{especimen} &= (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_{especimen}}}
\end{aligned}$$

(1.19)

En la interfaz ($x = 0$), la temperatura debe ser continua y el calor debe fluir en el espécimen y en el aire como lo describe (1.3). Además, se debe tener en cuenta el calor $H_0 \exp(i\omega t)$ transmitido a la superficie. Se encuentra un sistema de dos ecuaciones:

$$\begin{aligned}
A_{aire} &= B_{especimen} \\
-k_{aire} \sigma_{aire} A_{aire} + H_0 &= \kappa_{especimen} \sigma_{especimen} B_{especimen}
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Estas ecuaciones pueden ser solucionadas y dar la temperatura en el espécimen y en el aire como:

$$T_{especimen}(x, t) = \frac{H_0 \exp(-\sigma_{especimen} x + i\omega t)}{(1+i) \sqrt{2\omega} (e_{aire} + e_{especimen})} \tag{1.21}$$

$$T_{aire}(x, t) = \frac{H_0 \exp(-\sigma_{aire} x + i\omega t)}{(1+i) \sqrt{2\omega} (e_{aire} + e_{especimen})} \tag{1.22}$$

En las ecuaciones anteriores aparece una nueva propiedad térmica, la *efusividad térmica* 'e', la cual es definida como:

$$e = \sqrt{c \rho \kappa} = \frac{\kappa}{\sqrt{\alpha}} = \sqrt{\text{capacidad calórica} \cdot \text{densidad} \cdot \text{conductividad térmica}} \tag{1.23}$$

Las ecuaciones (1.21) y (1.22) muestran que la temperatura de la superficie es proporcional al inverso de la suma de la efusividad de dos materiales. Es decir, para un material con alta efusividad, tal como un metal, la respuesta de temperatura para una inyección de calor es más pequeña que para un material con baja efusividad térmica. La unidad para la efusividad térmica es $\text{J/m}^2 \text{ K s}^{1/2}$. Los valores de efusividad de diferentes materiales están dados en la tabla 1.2.

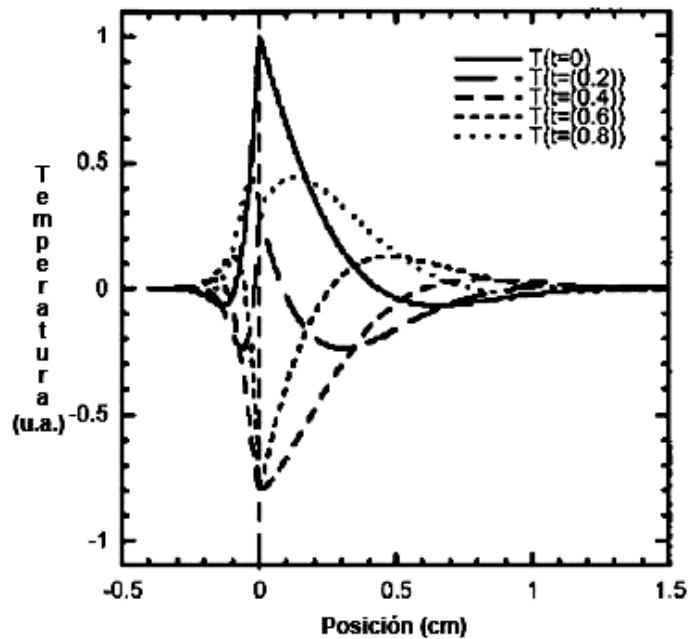
La temperatura en (1.21) y (1.22) es un complejo. Separando esas expresiones en magnitud y fase, resulta:

$$T_{\text{espécimen}}(x,t) = \frac{H_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{w}{2\alpha_{\text{espécimen}}}}x\right)}{\sqrt{w}(e_{\text{aire}} + e_{\text{espécimen}})} \exp\left[i\left(\omega t - \sqrt{\frac{w}{2\alpha_{\text{espécimen}}}}x - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (1.24)$$

$$T_{\text{aire}}(x,t) = \frac{H_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{w}{2\alpha_{\text{aire}}}}x\right)}{\sqrt{w}(e_{\text{aire}} + e_{\text{espécimen}})} \exp\left[i\left(\omega t - \sqrt{\frac{w}{2\alpha_{\text{aire}}}}x - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (1.25)$$

Estas ecuaciones muestran que existe un desfase de $\pi/4$ con respecto a la fuente de calentamiento. La figura 1.5 muestra para diferentes tiempos, la variación de temperatura como función de la posición en el espacio semi-infinito y en el aire que rodea al mismo. La envolvente de las curvas demuestra el fuerte amortiguamiento de la respuesta térmica con la profundidad. La longitud de difusión térmica descrita en (1.18) es indicada en este gráfico.

Figura 1.5 Variación en la temperatura en el espacio semi-infinito ($\alpha=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$) y en el aire que lo rodea ($\alpha=0.24 \text{ cm}^2/\text{s}$) con un calentamiento periódico de frecuencia 1Hz.



Fuente: [13]

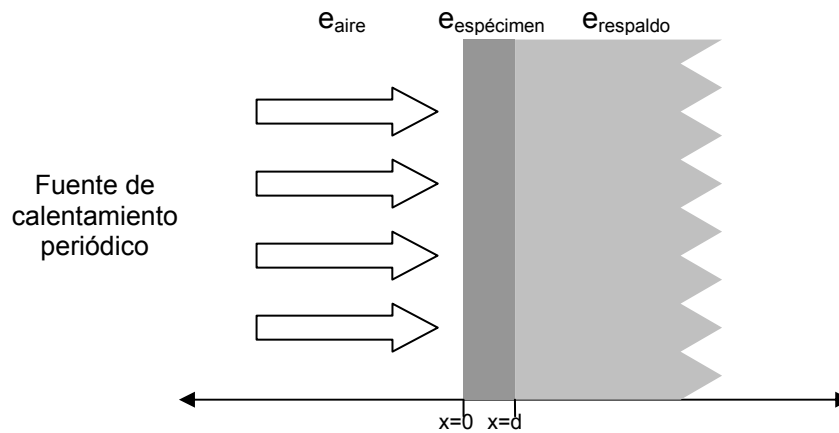
1.3.2 LÁMINA DE GROSOR FINITO

Un modelo de interés práctico para aplicaciones de evaluación no destructiva es una lámina de grosor finito, como se ilustra en la figura 1.6, donde una capa de respaldo de un material diferente, es adherida a la lámina de grosor d . Las distribuciones de temperatura en las tres regiones pueden ser calculadas usando (1.17):

$$\begin{aligned}
 x < 0: \quad T_{\text{aire}} &= A_{\text{aire}} \exp(\sigma_{\text{aire}} x + i\omega t) \\
 0 < x < d: \quad T_{\text{espécimen}} &= \left[A_{\text{espécimen}} \exp(\sigma_{\text{espécimen}} x) + B_{\text{espécimen}} \exp(-\sigma_{\text{espécimen}} x) \right] \exp(i\omega t) \\
 x > d: \quad T_{\text{respaldo}} &= B_{\text{respaldo}} \exp(-\sigma_{\text{respaldo}} x + i\omega t) \\
 \sigma_{\text{aire}} &= (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_{\text{aire}}}}; \quad \sigma_{\text{espécimen}} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_{\text{espécimen}}}}; \quad \sigma_{\text{respaldo}} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_{\text{respaldo}}}};
 \end{aligned}
 \tag{1.26}$$

Para el espécimen ($0 < x < d$), ambos coeficientes A y B son diferentes de cero debido al grosor d finito de la lámina.

Figura 1.6 Esquema para una lámina de grosor finito d , con una capa de respaldo



Fuente: Los autores

Con las mismas condiciones de frontera mencionadas anteriormente, pero ahora en $x = 0$ y $x = d$, la continuidad de la temperatura y la continuidad del flujo de calor con una fuente H_0 en $x = 0$, se encuentra un sistema de cuatro ecuaciones que pueden ser solucionadas para las cuatro variables A_{aire} , $A_{\text{espécimen}}$ y B_{respaldo} . Con esas variables la temperatura en la superficie $T_{\text{espécimen}}(0, t)$ es:

$$T(0,t) = \frac{H_0 \exp(i\omega t)}{\sqrt{2w}(1+i)(e_{\text{aire}} + e_{\text{espécimen}})} \frac{1 - \Gamma_{\text{respaldo}} \exp(-2\sigma_{\text{espécimen}} d)}{1 - \Gamma_{\text{aire}} \Gamma_{\text{respaldo}} \exp(2\sigma_{\text{espécimen}} d)} \quad (1.27)$$

Donde se ha introducido el *factor de desajuste térmico*, Γ para la capa de respaldo y el aire:

$$\Gamma_{\text{respaldo}} = \frac{e_{\text{respaldo}} - e_{\text{espécimen}}}{e_{\text{respaldo}} + e_{\text{espécimen}}}; \quad \Gamma_{\text{aire}} = \frac{e_{\text{aire}} - e_{\text{espécimen}}}{e_{\text{aire}} + e_{\text{espécimen}}} \quad (1.28)$$

El factor de desajuste térmico describe que tan bien fluye el calor de un material a otro. Dado que el aire tiene una muy pequeña efusividad térmica se puede aproximar $e_{\text{aire}} = 0$ y también $\Gamma_{\text{aire}} = 1$. Si se usa la expansión en series para $1/(1+x) = \sum_{n=0}^{\infty} (-x)^n$ se obtiene:

$$\begin{aligned} T(0,t) &= \frac{H_0 \exp(i\omega t)}{\sqrt{2w}(1+i)e_{\text{espécimen}}} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-\Gamma_{\text{respaldo}})^n \exp(-2n\sigma_{\text{espécimen}} d) \right] \\ &= \frac{H_0 \exp(i\omega t)}{\sqrt{2w}(1+i)e_{\text{espécimen}}} \left[1 - 2\Gamma_{\text{respaldo}} \exp(-2\sigma_{\text{espécimen}} d) + \dots \right] \end{aligned} \quad (1.29)$$

La ecuación (1.29) también puede ser interpretada como una serie de reflexiones sucesivas de la onda térmica en la superficie posterior, con la magnitud de la reflexión determinada por el factor de desajuste térmico Γ_{respaldo} . Cada una es amortiguada por un factor de $\exp(-2\sigma d) \propto \exp(-2d/\delta_t)$ por reflexión donde δ_t es la longitud de difusión térmica descrita en (1.18). Para grandes espesores, $d > \delta_t$, únicamente el primer término de la expansión es significativo y el resultado es el mismo que el obtenido para el caso del espacio semi-infinito en la ecuación (1.21) para $x = 0$. Para pequeños grosores, las reflexiones llegan a ser significantes y su contribución depende de la efusividad de la capa de respaldo. Cuando el respaldo tiene más baja efusividad que el espécimen, el factor de desajuste térmico Γ_{respaldo} , llega a ser negativo y la temperatura de la superficie se incrementa por una cantidad moderada.

La magnitud y la fase para la temperatura sobre la superficie del espécimen con respaldos conductivos ($\Gamma = 0.9$ y 0.5) y respaldos reflectivos ($\Gamma = -0.9$ y -0.5) son mostrados en la figura 1.7 como una función del grosor en unidades de longitud de difusión térmica. De la ecuación (1.18), se deduce que la longitud de difusión térmica puede variar cambiando la frecuencia de modulación de la fuente de excitación. La

respuesta cambia cuando la longitud de difusión térmica y el grosor de la lámina son comparables (lo que corresponde a $d(w/2\alpha)^{-1/2} = 1$ en la figura 1.7). Ésta dependencia de la profundidad es una de las razones del porque los métodos de inspecciones pueden ser usados para evaluación no destructiva en medidas cuantitativas del grosor.

Los primeros ensayos con calentamiento periódico fueron usados para experimentos fototérmicos debido a su alta sensibilidad. Cuando un amplificador “lock-in”, es usado para detección (señales en la misma frecuencia como referencia frecuencial), la frecuencia de modulación de la fuente puede ser detectada con alta sensibilidad. Una desventaja de los métodos de calentamiento periódico, es la necesidad de realizar un escaneo frecuencial para obtener satisfactoriamente las características profundas. La modulación periódica ha sido usada en el registro de imágenes con sistemas de cámara infrarroja y ha sido denominada “*lock-in thermography*” [8], [9].

1.4 EXCITACIÓN PULSADA²

Cualquier función del tiempo puede ser mostrada como una suma de funciones periódicas del tiempo, esto es denominado espectro de frecuencia o de Fourier. La transformación entre los dominios es denominada transformada de Fourier $F(w)$ y transformada inversa de Fourier $f(t)$:

$$\begin{aligned} F\{f(t)\} = F(w) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(iwt) dt \\ F^{-1}\{F(w)\} = f(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(w) \exp(-iwt) dt \end{aligned} \quad (1.30)$$

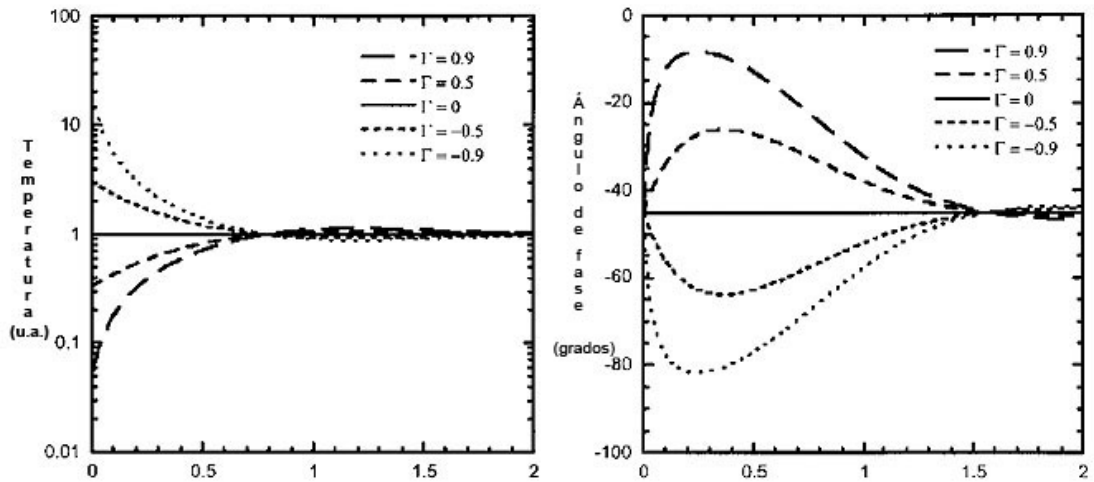
Esta transformación permite usar las soluciones obtenidas en el dominio de frecuencias para modulación periódica y calcular soluciones en el dominio temporal integrando sobre todas las componentes de frecuencia contenidas en la fuente de calentamiento $H(t)$. Una importante función temporal es un pulso de calentamiento muy corto, matemáticamente expresado por una función³ *delta de Dirac* $\delta(t)$. Integrándola, se obtiene el valor del integrando en el origen:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x) = f(0) \quad (1.31)$$

² Técnica de Pulsed Thermography

³ Formalmente distribución

Figura 1.7 Magnitud y ángulo de fase para la temperatura superficial sobre un espécimen con respaldos conductivos ($\Gamma=0.5, 0.9$) y reflectivos ($\Gamma=-0.5, -0.9$)



Fuente: [13]

Es evidente a partir de la sustitución de (1.31) en (1.30), que $F\{\delta(t)\} = 1/\sqrt{2\pi}$, es decir, el espectro de frecuencias de una función delta que contiene todas las frecuencias con la misma magnitud. La ventaja de usar una corta excitación de pulso de calentamiento es que puede determinarse con una medida, la respuesta del espécimen para todas las frecuencias. Se puede encontrar la solución de la ecuación (1.12) para un corto pulso de calentamiento, integrando la solución de (1.24), (1.25) o (1.29) sobre todas las frecuencias. Esta solución es idéntica a realizar la transformada inversa de Fourier. La transformada de Fourier para la mayoría de funciones es tabulada, particularmente se usará:

$$F(w) = \frac{\exp\left(- (1+i)\sqrt{\frac{w}{2\alpha}}x\right)}{(1+i)\sqrt{\frac{w}{2\alpha}}} \quad (1.32)$$

$$f(t) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right)$$

Si se aplica esta transformación a la ecuación (1.29), se encuentra la temperatura superficial como una función del tiempo para un pulso de calentamiento muy corto, de energía, l_0 :

$$\begin{aligned}
T(0,t) &= \frac{I_0}{2e_{\text{espécimen}} \sqrt{\pi t}} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-\Gamma_{\text{respaldo}})^n \exp\left(-\frac{n^2 d^2}{\alpha_{\text{espécimen}} t}\right) \right] \\
&= \frac{I_0}{2e_{\text{espécimen}} \sqrt{\pi t}} \left[1 - 2\Gamma_{\text{respaldo}} \exp\left(-\frac{d^2}{\alpha_{\text{espécimen}} t}\right) + 2(\Gamma_{\text{respaldo}})^2 \exp\left(-\frac{4d^2}{\alpha_{\text{espécimen}} t}\right) + \dots \right]
\end{aligned}
\tag{1.33}$$

Dado que un pulso de calentamiento muy corto genera un completo espectro de frecuencias, las medidas fototérmicas pueden ser realizadas más rápidamente. La temperatura superficial como una función del tiempo es mostrada en la figura 1.8 para respaldos conductivos ($\Gamma = 0.9$ y 0.5) y respaldos reflectivos ($\Gamma = -0.9$ y -0.5). Para tiempos pequeños la respuesta es la misma tanto para el caso conductivo como para el reflectivo, además se observa la dependencia del espécimen semi-infinito ($\Gamma = 0$), la cual es descrita por el primer término en la expansión de (1.33). La dependencia funcional de la respuesta cambia a una característica temporal cuando el pulso de calor es reflejado desde la interfaz a la superficie. Esto es descrito matemáticamente cuando el segundo término de (1.33) llega a ser significativo. Para un respaldo reflectivo, el segundo término es aditivo y la temperatura no se refrigera tan rápido y para un respaldo conductivo este se refrigera aún más rápido.

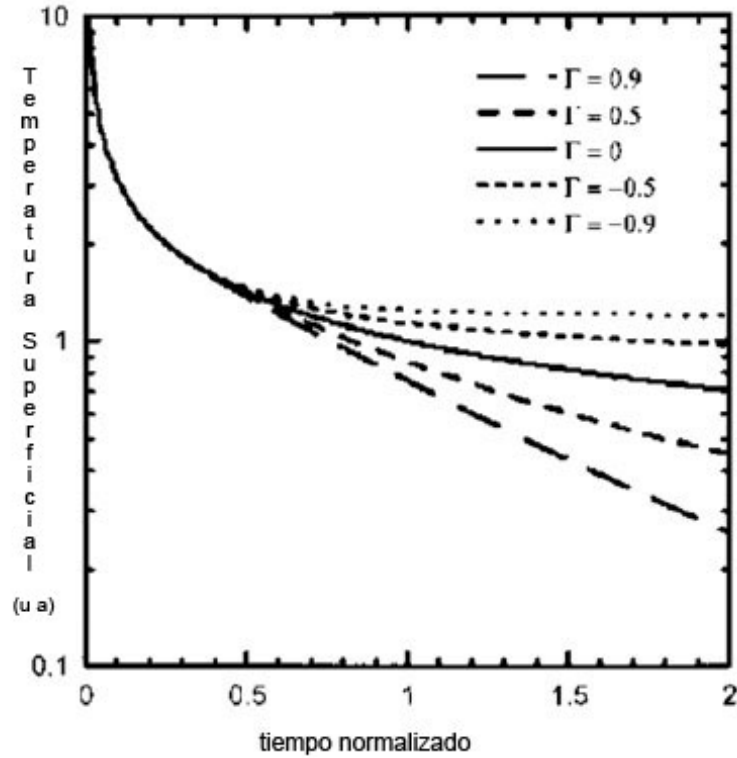
Este rasgo característico del método del calentamiento pulsado ha sido usado ampliamente en inspecciones termográficas, ayudado por la disponibilidad de lámparas de flash de alta potencia que suministran la suficiente energía para investigar estructuras “desafiantes” tal como la corteza en aluminio de aviones, la cual posee una conductividad térmica alta [10], [11].

1.5 CALENTAMIENTO DE PULSO LARGO⁴

Otra forma importante de calentamiento temporal es una continua excitación comenzando en el tiempo $t = 0$ con un potencia constante P_0 . Puesto que esta fuente de calentamiento es activada por un tiempo conocido, se le denomina a esta técnica calentamiento de pulso largo. Esta puede considerarse equivalente a tener un arreglo

⁴ Step Heating

Figura 1.8 Temperatura superficial como una función del tiempo para calentamiento pulsado en un espécimen con respaldos conductivos ($\Gamma=0.5, 0.9$) y reflectivos ($\Gamma=-0.5, -0.9$)



Fuente: [13]

continuo de pulsos corto empezando en $t = 0$. Por consiguiente una solución para la ecuación de conducción de calor en calentamiento continuo puede ser obtenida integrando la ecuación (1.33), resultando:

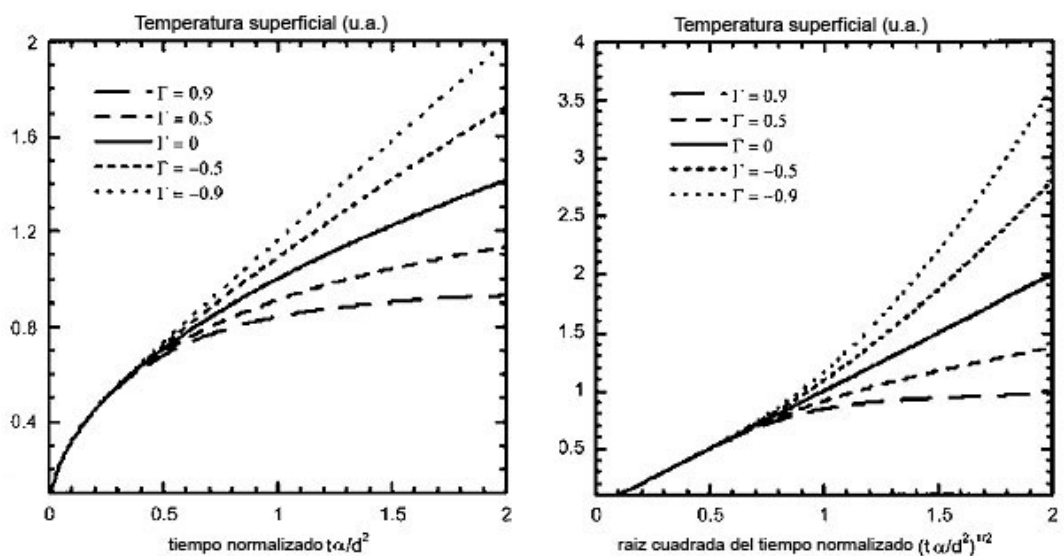
$$\begin{aligned}
 T(0,t) &= \\
 &= \frac{P_0 \sqrt{t}}{e_{\text{espécimen}} \sqrt{\pi}} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-\Gamma_{\text{respaldo}})^n \left[\exp\left(-\frac{n^2 d^2}{\alpha_{\text{espécimen}} t}\right) - \frac{nd\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha_{\text{espécimen}} t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{nd}{\sqrt{\alpha_{\text{espécimen}} t}}\right) \right] \right] \\
 &= \frac{P_0 \sqrt{t}}{e_{\text{espécimen}} \sqrt{\pi}} \left[1 - 2\Gamma_{\text{respaldo}} \left[\exp\left(-\frac{d^2}{\alpha_{\text{espécimen}} t}\right) - \frac{d\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha_{\text{espécimen}} t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{d}{\sqrt{\alpha_{\text{espécimen}} t}}\right) \right] + \dots \right]
 \end{aligned}
 \tag{1.34}$$

Donde $\operatorname{erfc}(x)$ es la función de error complementaria, la cual es definida como:

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt
 \tag{1.35}$$

La temperatura (para todos los tiempo es pequeña) se incrementa como una función de la raíz cuadrada del tiempo, como lo describe el primer término en la expansión de (1.34). Esto se muestra en la figura 1.9 donde la temperatura superficial es graficada como una función del tiempo y de la raíz cuadrada del mismo para respaldos conductivos ($\Gamma = 0.9$ y 0.5) y respaldos reflectivos ($\Gamma = -0.9$ y -0.5). Para tiempos cortos donde el calor se difunde únicamente en la capa del espécimen, la temperatura se incrementa con la raíz cuadrada del tiempo hasta que aparece una característica temporal llamada el tiempo de transición térmica, donde el crecimiento de la temperatura se extiende al respaldo y la dependencia funcional cambia. Esta dependencia muestra también el factor de desajuste térmico para el material del respaldo. Para un material de respaldo térmicamente conductivo, el incremento de temperatura llega a ser pequeño, mientras que para un respaldo térmicamente aislante la temperatura aumenta mucho más rápido. El tiempo de transición térmica no es afectado por el factor de desajuste térmico.

Figura 1.9 Temperatura superficial graficada como una función del tiempo y de la raíz cuadrada del tiempo sobre un espécimen con respaldos conductivos ($\Gamma=0.5, 0.9$) y reflectivos ($\Gamma=-0.5, -0.9$)



Fuente: [13]

1.6 OTRAS EXTENSIONES

Las ecuaciones analíticas mostradas anteriormente cubren sólo un pequeño número de problemas encontrados en termografía activa para evaluación no destructiva. Debido a su simplicidad en la aproximación y en el análisis, estas son ventajosas para encontrar configuraciones que pueden ser descritas por ecuaciones. Hay también aproximaciones, aún en el caso unidimensional, en las cuales la descripción analítica tiene que ser extendida para incluir, por ejemplo, la absorción óptica de la fuente de excitación dentro del espécimen, la transparencia infrarroja, la subsuperficie de calentamiento, entre otras.

Las soluciones llegan a ser más complejas y sólo parcialmente analíticas cuando la extensión lateral de la fuente de calor o del espécimen es limitada, además la difusión de calor tridimensional debe ser considerada. Las ecuaciones para una fuente de calentamiento lineal o puntual pueden ser determinadas para todos los patrones temporales descritos anteriormente, permitiendo la determinación de la conductividad térmica lateral y la detección vertical. Adicionalmente, todos los sistemas unidimensionales tienen que ser descritos por un modelo tridimensional tan pronto como las dimensiones laterales del espécimen, de la estructura del defecto o de la fuente de calentamiento sean del orden de las longitudes de difusión.

1.7 OTRAS FORMAS DE TRANSFERENCIA DE CALOR

En los ítems anteriores se mostraron ecuaciones que describen la transferencia de calor por conducción en aplicaciones de termografía activa. Sin embargo, existen otros dos modos de transferencia que se deben tener en cuenta, debido a los factores del medio circundante y la característica de transporte de energía de las ondas electromagnéticas: la transferencia de calor por radiación, descrita en gran parte en el capítulo 1 y la transferencia de calor por convección.

1.7.1 TRANSFERENCIA DE CALOR POR RADIACIÓN

Este mecanismo de transferencia de calor usa la transferencia de energía electromagnética. La energía es emitida desde un material a otro, por los movimientos rotacionales de las partículas constituyentes (átomos, moléculas, etc.). Dado que esas partículas están siempre en movimiento, la energía (radiación térmica) siempre es emitida. A medida que la agitación de la partícula se incrementa, la temperatura aumenta (debido a la fricción); la emisión térmica se intensifica (Ley de Planck (sección 1.4.2)). Tal radiación electromagnética se propaga en cualquier medio con propiedades de transmisión (con respecto a la radiación incidente), tal como el vacío, gases transparentes, líquidos y aún sólidos. Los factores específicos que definen las fracciones de la radiación incidente, reflejada y transmitida fueron definidos en el capítulo 1 (Sección 1.6.1.1). Se recuerda la ecuación (1.71):

$$\alpha(\lambda, a, \vec{r}) + \tau(\lambda, a, \vec{r}) + \rho(\lambda, a, \vec{r}) = 1 \quad (1.36)$$

Donde α, τ y ρ son la absorbencia, transmitancia y reflectancia, respectivamente.

Ejemplos de tres medios diferentes son:

- Una superficie cubierta de carbonilla tiene $\alpha \sim 0.97, \rho \sim 0.003$ y $\tau \sim 0$.
- Una lámina pulida de aluminio tiene $\alpha \sim 0.1, \rho \sim 0.9$ y $\tau \sim 0$
- Un gas no participativo tiene $\alpha \sim 0, \rho \sim 0$ y $\tau \sim 1$ (por ejemplo, aire en distancias pequeñas)

Un gas ó un líquido que absorbe una fracción no despreciable de la energía incidente es llamado un fluido (o gas) *no participativo*.

Un cuerpo emite energía dependiendo de la temperatura de su superficie y de sus condiciones. Un cuerpo negro para el cual $\alpha = 1$ absorbe toda la energía de radiación que llega sobre su superficie. Un cuerpo negro también emite energía (potencia emisiva total) siguiendo la ley de Stefan-Boltzmann (sección 1.4.5):

$$E_b = \sigma T^4 \quad (1.37)$$

Con $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$. Las superficies que no son cuerpo negro emiten una fracción de la energía de cuerpo negro dependiendo de su emisividad ϵ (sección 1.5.1):

$$E = \varepsilon E_b \quad (1.38)$$

La tasa de transferencia de calor por radiación q_R ($J_R = q_R / A$) entre dos superficies es igual al intercambio neto de radiación entre estas. Para dos láminas de cuerpo negro separadas por un gas no participativo, la energía desde la superficie R a la superficie S, q_R (W) es definida por:

$$q_R = \sigma A_R F_{R-S} (T_R^4 - T_S^4) \quad (1.39)$$

Y de la superficie S a la superficie R:

$$q_R = \sigma A_S F_{S-R} (T_S^4 - T_R^4) \quad (1.40)$$

Debido al principio de reciprocidad, $A_R F_{R-S} = A_S F_{S-R}$ y ambas ecuaciones (1.39) y (1.40) son idénticas excepto por un signo. F_{S-R} y F_{R-S} son los factores (adimensionales) de forma de radiación térmica y especifican la parte de la energía que deja una superficie y alcanza otra. Algunas veces para tener una relación similar con respecto al mecanismo de conducción q_R es escrita como:

$$q_R = h_R A_S (T_S - T_R) \quad (1.41)$$

Con,

$$h_R = \sigma F_{S-R} \frac{T_S^4 - T_R^4}{T_S - T_R} \quad (1.42)$$

1.7.2 TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCIÓN

Si existe una diferencia de temperatura en el interior de un líquido o un gas, es casi seguro que se producirá un movimiento del fluido. Este movimiento transfiere calor de una parte del fluido a otra por un proceso llamado convección. El movimiento del fluido puede ser natural o forzado. Si se calienta un líquido o un gas, su densidad (masa por unidad de volumen) suele disminuir. Si el líquido o gas se encuentra en el campo gravitatorio, el fluido más caliente y menos denso asciende, mientras que el fluido más frío y más denso desciende. Este tipo de movimiento, debido exclusivamente a la no uniformidad de la temperatura del fluido, se denomina convección natural. La convección forzada se logra sometiendo el fluido a un gradiente de presión, con lo que se fuerza su movimiento de acuerdo a las leyes de la mecánica de fluidos.

El análisis exhaustivo de la convección requiere el estudio de masa, momentum y leyes de energía en adición a las leyes de viscosidad con el fin de predecir la velocidad y la distribución de temperatura en el fluido. Tal estudio se encuentra en libros especializados como J. P. Colman, Transferencia de calor, McGRAW Hill Book Company, Inc., 10 Ed., México, 1999, 624p. [12].

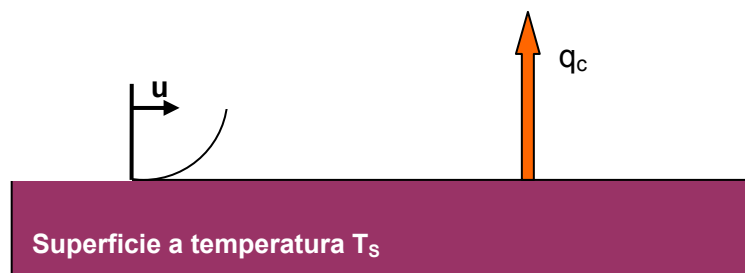
Una relación útil para calcular la tasa de transferencia de calor por convección q_c , es (figura 1.10):

$$q_c = hA_s(T_s - T_F) \quad (1.43)$$

Donde q_c es la tasa de calor transferido desde una superficie a una temperatura uniforme T_s , a un fluido con temperatura T_F ; A_s es el área de la superficie y h es el coeficiente promedio de la transferencia de calor por convección en $W\ m^{-2}\ ^\circ C^{-1}$. La ecuación (1.43) es muchas veces referida como *la ley de Newton de enfriamiento*.

Figura 1.10 Geometría para el mecanismo de convección

Fluido en movimiento, velocidad u , temperatura T_F



Fuente: Los autores

2 CARACTERÍSTICAS ASOCIADAS AL PROCESO DE REGISTRO TERMOGRÁFICO

Es ampliamente aceptada la definición según la cual la termografía es un modo de extensión de la visión humana, más allá del espectro visible. Aunque en principio esta definición contiene la esencia de lo que se persigue con esta técnica desde el punto de vista operativo, oculta en gran medida la complejidad asociada al análisis abordado mediante el procesamiento de imágenes como: los problemas de emisividad de superficies, absorción atmosférica, ajuste de la escala de temperaturas mediante patrón de cuerpo negro, entre otros. Por suerte dichos inconvenientes se pueden agrupar en tres categorías: *Objeto Radiante, Estructura de la Atmósfera y Sistema de Registro (Cámara)*; para comprender el proceso de registro se ampliará cada uno de estos, constituyendo estas secciones el marco teórico que permitirá la breve explicación del proceso de registro.

2.1 OBJETO RADIANTE

En un principio, es bueno ilustrar sobre las bases de la teoría de radiación de cuerpo negro, que sustentan la teoría asociada al objeto radiante. Por este motivo, sus definiciones y resultados en particular son de gran importancia en la explicación cuantitativa y en algunos casos cualitativa del problema del objeto radiante. A continuación se presentan los conceptos relacionados con la fotometría y sus definiciones; de igual forma con la presentación de las fuentes de radiación, se analizará el objeto como generador de radiación, y se definirá la emisividad, desde el punto de vista del problema que representa en el registro, para concluir con los datos más relevantes de entrada a la siguiente sección sobre atmósfera.

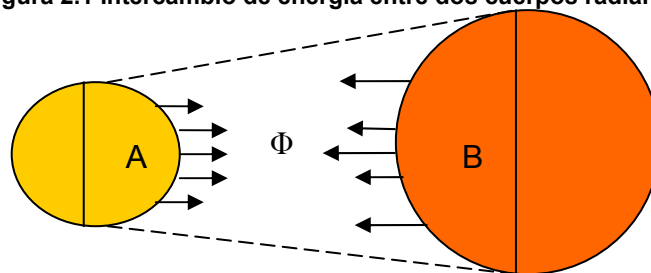
En la fotometría aplicada a la radiación, se conoce a Q ó energía radiante, como el intercambio de energía entre dos cuerpos durante un tiempo determinado; esta expresada en el S.I. en Joules J . Cuando esta energía es absorbida por un cuerpo, se manifiesta de diferentes formas: calóricas, mecánicas, eléctricas o químicas. En el

espectro visible esta cantidad, por ejemplo dentro del globo ocular, puede ser transformada en energía lumínica; comúnmente referida como cantidad de luz y cuya unidad adoptada es el lumen – segundo (lm-s). Sobre la base de dicha cantidad se desarrollara las definiciones en el siguiente apartado de las cantidades fotométricas básicas.

2.2 CANTIDADES BÁSICAS EN FOTOMETRÍA

Una de las cantidades fotométricas que interviene en el proceso de caracterización radiante, es la comprensión del intercambio de energía entre dos cuerpos⁵, como aparece en la figura 2.1; en esta, el intercambio de energía se produce entre dos cuerpos esféricos A y B. No se considera ningún efecto por parte del medio intermedio (atmósfera); este es el caso del vacío y otros medios como el aire. Los cambios de este supuesto serán tomados posteriormente en el apartado de atmósfera.

Figura 2.1 Intercambio de energía entre dos cuerpos radiantes



Fuente: Los autores

El intercambio de energía es caracterizado por cantidades fotométricas. Las cuales se basan en cantidades que serán referidas y sus definiciones tomadas para la explicación básica que se pretende para el proceso de registro.

2.2.1 Flujo Radiante

También llamado potencia radiante, es la cantidad fundamental empleada en la caracterización del grado de intercambio radiante producido. Éste posee un valor instantáneo $\Phi(t)$ que es definido como el diferencial de la energía radiante emitida dQ , transmitida o recibida a través de una superficie determinada en un tiempo dt . Lo anterior se expresa como:

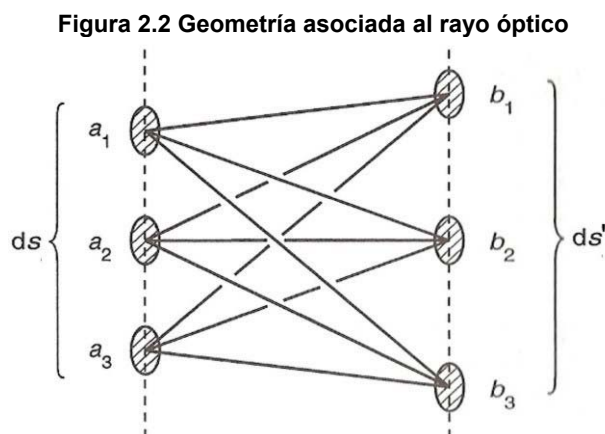
⁵ Normalmente de proporciones diferentes

$$\Phi(t) = \frac{dQ}{dt} \quad (2.1)$$

La energía es expresada en Joules (J) y el flujo radiante en Watts (W).

2.2.2 Rayo Óptico

La extensión de espacio comprendido entre los dos cuerpos A y B en intercambio radiante se puede ver como contenida por un cono truncado (ver figura 2.1) en la superficie de los dos cuerpos. Aislando un punto de la superficie, por ejemplo el punto a sobre la superficie del cuerpo A, tal como aparece en la figura 2.2, de este salen un número infinito de puntos hacia la superficie B. Cada uno de los segmentos (ab_j) entre cada punto activo es un rayo óptico. Al observar detenidamente los rayos provenientes de un solo punto de la superficie de A, aparecen dentro de un ángulo sólido con vértice en a y subtendido en la superficie B.

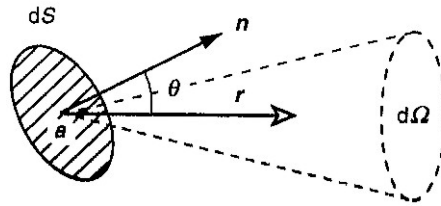


Fuente: [14]

A partir de lo anterior se puede ver que el rayo óptico es un elemento que se caracteriza por tener un punto origen y una dirección. La figura 2.3, muestra que al tomar el límite de estas dos cantidades:

- El punto de origen a es el límite del elemento de superficie dS ;
- La dirección (ab) es el límite del elemento de ángulo sólido $d\Omega$ con vértice en a

Figura 2.3 Geometría que representa el ángulo sólido $d\Omega$ y el elemento de superficie ds



Fuente: [14]

En general, es posible referir la superficie del elemento y su orientación como:

$$d\vec{s} = \vec{n}ds \text{ y } d\vec{\Omega} = \vec{r}d\Omega \quad (2.2)$$

Donde \mathbf{n} es el vector normal a la superficie ds y dirigido hacia fuera del cuerpo A, $d\Omega$ es el diferencial del ángulo sólido y \mathbf{r} es el vector unitario que une directamente a y b.

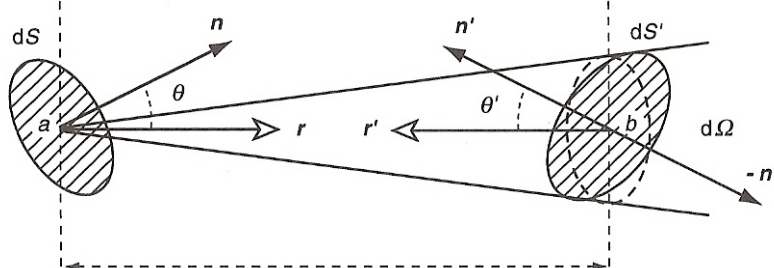
2.2.3 Extensión Geométrica del Rayo Óptico

Aunque el rayo óptico es infinitamente pequeño, el rayo óptico físicamente se mide con la extensión geométrica del rayo $dG(a, \vec{r})$:

$$dG(a, \vec{r}) = d\vec{s} \cdot d\vec{\Omega} = \vec{n} \cdot \vec{r}dsd\Omega = \cos\theta dsd\Omega \quad (2.3)$$

Donde θ , representa la inclinación en la dirección de propagación, es decir entre \mathbf{r} y \mathbf{n} siendo estos el vector de dirección y el normal a la superficie del cuerpo, El término $\cos\theta ds$ representa la proyección del elemento superficial $d\vec{s}$ sobre un plano perpendicular al rayo, tal como aparece en la figura 2.4.

Figura 2.4 Geometría subtendida por el rayo óptico



Fuente: [14]

En [14] se demuestra que existe simetría en la consideración de los rayos provenientes desde A hacia B y viceversa, este resultado se resume como:

$$\begin{aligned} dG(b, r') &= d\vec{s}' \cdot d\vec{\Omega}' = \vec{n}' \cdot \vec{r}' ds' d\Omega' \\ dG(b, r') &= \cos \theta' ds' d\Omega' \end{aligned} \quad (2.4)$$

Por otro lado:

$$d\vec{\Omega} = \frac{-d\vec{s}'}{d^2} \cdot \vec{r} = \frac{\vec{r} \cdot (-\vec{n}') ds'}{d^2} \quad (2.5)$$

Donde 'd' es la longitud del rayo óptico. Esto conlleva a:

$$d\Omega = \frac{\cos \theta d\vec{s}}{d^2} \text{ y } d\Omega' = \frac{\cos \theta' ds'}{d^2} \quad (2.6)$$

Así se obtiene:

$$dG(a, \vec{r}) = dG(b, \vec{r}') = \frac{\cos \theta \cos \theta' ds ds'}{d^2} \quad (2.7)$$

La simetría de esta relación, evidencia el hecho que la extensión es una cantidad escalar, puesto que la expresión obtenida permanece igual si consideramos el rayo óptico dirigido de 'a' a 'b' o de 'b' a 'a'.

2.2.4 Haz Óptico

Todos los rayos que unen los cuerpos A y B constituyen un haz óptico. Se pueden medir con la extensión geométrica del haz, denotada por $G(AB)$ o $G(BA)$, dependiendo del sentido de propagación de la energía:

$$G(AB) = \int_{\text{haz}} dG(a, \vec{r}); \quad G(BA) = \int_{\text{haz}} dG(b, \vec{r}) \quad (2.8)$$

Se deduce que: $G(AB) = G(BA) \quad (2.9)$

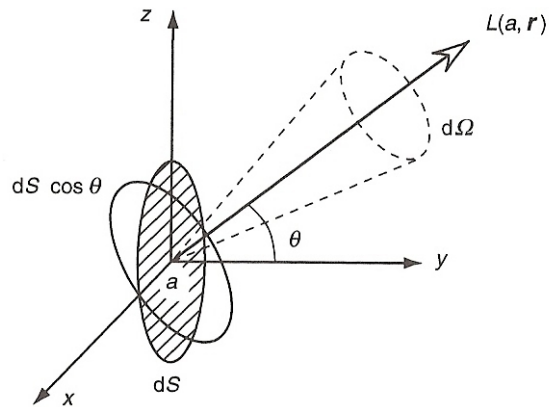
2.2.5 Radiancia (luminiscencia)

La radiancia L es la energía atribuida al rayo. Es empleada para expresar la relación entre el flujo radiante Φ y la extensión geométrica del rayo G , como sigue:

$$d\Phi(a, \vec{r}) = L(a, \vec{r}) dG(a, \vec{r}) \quad (2.10)$$

Se puede deducir de inmediato a partir de esta relación, que la radiancia es definida como la densidad de energía de flujo por unidad de extensión geométrica.

Figura 2.5 Radiancia desde el punto en dirección r



Fuente: [14]

En la disposición que se observa en la figura 2.5, se puede tener la siguiente expresión a partir del punto a , extendiéndose en dirección r :

$$L(a, \vec{r}) = \left(\frac{d\Phi}{dG} \right)_{a, \vec{r}} = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\cos \theta ds d\Omega} \right)_{a, \vec{r}} \quad (2.11)$$

La radiancia es la densidad de flujo superficial y angular, y es una cantidad fotométrica que es simultáneamente direccional y puntual. Sus unidades son watts por metro cuadrado y estereorradián ($W.m^{-2}.sr^{-1}$).

Generalmente, la radiancia es expresada desde el punto fuente hasta un receptor de radiación.

Es importante resaltar la propiedad de conservación de la radiancia. En el caso del vacío donde no hay pérdida de energía, el flujo radiante se conserva para todo el rayo óptico. En particular cuando se considera las dos partes finales del rayo:

$$d\Phi(a, \vec{r}) = d\Phi(b, \vec{r}) \quad (2.12)$$

Sustituyendo en la definición de radiancia: $L(a, \vec{r})dG(a, \vec{r}') = L(b, \vec{r})dG(b, \vec{r}')$ pero $dG(a, \vec{r}) = dG(b, \vec{r})$, así:

$$L(a, \vec{r}) = L(b, \vec{r}) \quad (2.13)$$

Es evidente, que en el caso del vacío, esta relación es válida para todos los puntos del rango (ab) : *la radiancia es invariante*.

2.2.6 Excitación radiante

Mediante manipulación algebraica se puede mostrar que el flujo es:

$$\Phi = \int_s \left[\int_{\Omega} L(a, \vec{r}) \cos \theta d\Omega \right] ds \quad (2.14)$$

Tomando solo el caso de una fuente radiante A, con $L(a, \vec{r})$ su radiancia en un punto 'a' siguiendo la dirección \vec{r} y \vec{n} la normal a la superficie en este punto. La cantidad $dM(a, \vec{r}) = L(a, \vec{r}) \cos \theta d\Omega$, es el elemento diferencial de excitación radiante de la fuente A proveniente del punto a, contenido en el ángulo sólido $d\Omega$ en la dirección \vec{r} . Mediante integración en $d\Omega$, se puede calcular la excitación radiante angular como:

$$M(a, \Omega) = \int_{\Omega} dM(a, \vec{r}) = \int_{\Omega} L(a, \vec{r}) \cos \theta d\Omega \quad (2.15)$$

Cuando el ángulo sólido se extiende por todo el espacio hemisférico limitado por ds , es decir, $\Omega = 2\pi sr$ se produce entonces la excitación radiante hemisférica $M(a)$. En la práctica, a menos que se indique otra cosa, se acepta que la excitación sea una cantidad hemisférica.

De la relación (2.14) y sustituyendo (2.15) se tiene:

$$\Phi(G) = \int_s M(a, \Omega) ds \quad (2.16)$$

Donde G es el haz óptico limitado por (s, Ω) . Entonces la excitación cónica en a dentro del ángulo sólido Ω puede ser definido mediante:

$$M(a, \Omega) = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)_{a, \Omega} [Wm^{-2}] \quad (2.17)$$

Esto conlleva a la siguiente definición: "La excitación radiante cónica ó hemisférica de una fuente en el punto 'a' es el cociente entre el elemento diferencial de flujo $d\Phi$ radiando dentro del ángulo sólido Ω , a partir de la superficie diferencial que rodea el punto, por el área ds de este elemento".

La excitación radiante es por lo tanto una cantidad fotométrica usada para caracterizar superficies radiantes. Usando (2.15) se deduce una nueva expresión para la radiancia; en un punto y en una dirección \vec{r} se tiene:

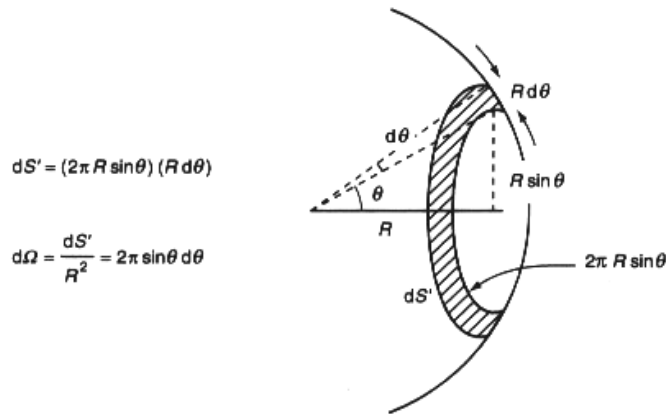
$$L(a, \vec{r}) = \left(\frac{dM(a)}{\cos \theta d\Omega} \right)_{\vec{r}} \quad (2.18)$$

Aquí la derivada parcial es reemplazada por una simple derivada a causa de que la excitación radiante es únicamente función de la variable Ω .

En el caso de una fuente Lambertiana, es decir, $L(a, \vec{r}) = L(a)$ para cualquier \vec{r} , la excitación radiante cónica dentro de un cono circular esta dado por:

$$M(a, \Omega) = L(a) \int_{\Omega} \cos \theta d\Omega \quad (2.19)$$

Figura 2.6 El ángulo sólido como una función del ángulo medio en el ápice del cono



Fuente: [14]

Se puede escribir usando las notaciones de la figura 2.6:

$$d\Omega = \frac{dS'}{R^2} = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.20)$$

De lo cual se obtiene:

$$M(a, \Omega) = 2\pi L(a) \int_0^\theta \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi L(a) \left[\sin^2 \theta \right]_0^\theta; \quad (2.21)$$

$$M(a, \Omega) = \pi L(a) \sin^2 \theta$$

Para $\theta = 2\pi$ en particular, podemos colocar en el valor de la excitación radiante hemisférica en 'a':

$$M(a) = \pi L(a) \quad (2.22)$$

Sí la superficie es uniforme, es decir, $L(a) = L^A$ para cualquier 'a', entonces:

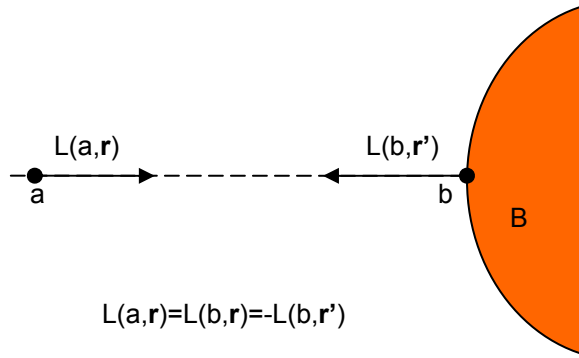
$$M^A = \pi L^A \quad (2.23)$$

Donde M^A designa la excitación radiante hemisférica en todos los puntos sobre A.

2.2.7 Irradiancia

Como la excitación radiante, la irradiancia es una densidad de flujo superficial. Mientras que la primera es una cantidad aplicada a superficies emisoras, la segunda caracteriza la radiación incidente a una superficie receptora.

Figura 2.7 Irradiancia en una superficie ds'



Fuente: Los autores

Consideremos el caso mostrado en la figura 2.7, el flujo es emitido por una fuente no radiante B. Podemos escribir de forma general que el flujo en b siguiendo una dirección \vec{r}' es:

$$d\Phi(b, \vec{r}) = L(b, \vec{r}') dG(b, \vec{r}') \quad (2.24)$$

ó también de (2.4):

$$d\Phi(b, \vec{r}') = L(b, \vec{r}') d\vec{s}' \cdot d\vec{\Omega}' = [L(b, \vec{r}') \cos \theta' d\Omega'] ds' \quad (2.25)$$

Puesto que el flujo radiante que alcanza b proviene de la fuente A, esta relación con (2.13) y dado que $L(b, \vec{r}') = -L(b, \vec{r})$ puede ser escrita como una función de la radiancia $L(a, \vec{r})$:

$$d\Phi(b, \vec{r}') = -[L(b, \vec{r}) \cos \theta' d\Omega'] ds' = -[L(a, \vec{r}) \cos \theta' d\Omega'] ds' \quad (2.26)$$

Esta expresión entre los paréntesis representa la densidad superficial de flujo radiante sobre b dado por la fuente A:

$$dE(b, \vec{r}') = L(b, \vec{r}) \cos \theta' d\Omega' \quad (2.27)$$

Donde $dE(b, \vec{r}')$ es la irradiancia diferencial en 'b' en el ángulo sólido $d\Omega'$ que contiene a \vec{r} .

De igual forma que la excitación radiante, la irradiancia cónica $E(b, \Omega')$ por integración de Ω' da:

$$E(b, \vec{r}') = \int_{\Omega'} dE(b, \Omega') = \int_{\Omega'} L(b, \vec{r}') \cos \theta' d\Omega' \quad (2.28)$$

Esta cantidad es la irradiancia hemisférica cuando el ángulo sólido se extiende a todo el espacio limitado por ds' , es decir $\Omega = 2\pi sr$.

Tal y como la excitación radiante, la irradiancia es definida por el flujo recibido por ds' :

$$\Phi(G) = - \int_{\Omega'} E(b, \Omega') ds' \quad (2.29)$$

De lo cual:

$$E(b, \Omega') = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s'} \right)_{b, \Omega'} \quad (2.30)$$

La irradiancia cónica ó irradiancia hemisférica es definida entonces como “el cociente entre el flujo $\partial\Phi$ que alcanza el punto b de una superficie receptora dentro del ángulo sólido Ω' , por el área de la superficie elemental ds' que contiene el punto”. El signo negativo aparece en la expresión debido a la convención del signo adoptada. Sin embargo, es importante señalar que la irradiancia permanece como una cantidad positiva, dado que, siguiendo la misma convención, el flujo a b es negativo, es decir, opuesto a \vec{r}' .

La irradiancia es una cantidad fotométrica que es expresada en watts por metro cuadrado (Wm^{-2}).

2.2.8 Exposición radiante

Es el cociente entre la energía radiante que llega al punto de un receptor y el área de la superficie diferencial que contiene el punto; tal que en ' b ':

$$H(b, \Omega') = - \left(\frac{\partial Q}{\partial s'} \right)_{b, \Omega'} \quad (2.31)$$

Donde $H(b, \Omega')$ es la exposición radiante cónica. Esta se comporta como una cantidad fotométrica con unidades de ($W s m^{-2}$) o ($J m^{-2}$)

La exposición radiante también puede ser comparada con la irradiancia, con lo cual se tiene:

$$H(b, \Omega') = -\int_{\Delta t} \left(\frac{\delta \Phi}{\delta s'} \right)_{b, \Omega'} dt = \int_{\Delta t} E(b, \Omega') dt \quad (2.32)$$

Esta puede ser vista hemisféricamente con $\Omega' = 2\pi$ [sr].

2.2.9 Intensidad Radiante

Teniendo una superficie radiante A y observando la expresión para el flujo de

$\Phi = \int_{\Omega} \left[\int_S L(a, \vec{r}) \cos \theta dS \right] d\Omega$, se puede afirmar que:

$$dI(a, \vec{r}) = L(a, \vec{r}) \cos \theta ds \quad (2.33)$$

Donde $dI(a, \vec{r})$ es el elemento diferencial de **Intensidad Radiante** de la fuente A en 'a' y en dirección \vec{r} . Se puede inferir inmediatamente el flujo radiado por una pequeña superficie plana Δs dentro de ángulo sólido $d\Omega$ que contiene \vec{r} :

$$I(\Delta s, \vec{r}) = \int_{\Delta s} dI(a, \vec{r}) = \int_{\Delta s} L(a, \vec{r}) \cos \theta ds \quad (2.34)$$

Se observa que la intensidad radiante es una cantidad direccional y que en la expresión anterior, se estableció alrededor del rayo con dirección \vec{r} . Esto únicamente tiene sentido haciendo referencia para el caso donde la superficie emisora permanece lo suficientemente pequeña como para ser considerada como el ápice de un cono definiendo un ángulo sólido; cuando esta condición es cierta, la superficie Δs se dice que es una fuente puntual. La radiancia en el punto a representa una fuente uniforme, entonces:

$$I^a(\vec{r}) = I^a(\vec{r}) \cos \theta \Delta s \quad (2.35)$$

Se observa claramente de $\Phi = \int_{\Omega} \left[\int_S L(a, \vec{r}) \cos \theta dS \right] d\Omega$ que:

$$\Phi(G) = \int_{\Delta s} I(a, \vec{r}) d\Omega \quad (2.36)$$

Donde G es el haz óptico limitado por $(\Delta s, \Omega)$. Arreglando la expresión anterior para la intensidad:

$$I(a, \vec{r}) = \left(\frac{\delta \Phi}{\delta \Omega} \right)_{a, \vec{r}} \quad (2.37)$$

Esto conlleva a la siguiente definición: *La intensidad radiante de una fuente puntual que coincide con el punto 'a' y en dirección \vec{r} , es el cociente del elemento diferencial*

de flujo radiante $d\Phi$ dentro del elemento diferencial de ángulo sólido $d\Omega$ conteniendo la dirección considerada por este ángulo sólido.

La intensidad radiante es una cantidad fotométrica direccional, es una densidad de flujo angular y tiene unidades de ($W\ sr^{-1}$).

De la intensidad radiante se puede deducir una expresión nueva para la radiancia. De (2.33), en un punto a y en una dirección \vec{r} se tiene:

$$L(a, \vec{r}) = \left(\frac{dI(\vec{r})}{\cos\theta ds} \right)_a \quad (2.38)$$

Se anota que la derivada parcial es reemplazada por una derivada simple puesto que la intensidad a lo largo de \vec{r} es una función solamente de la variable s .

Si se supone que una superficie plana Δs Lambertiana es considerada como fuente puntual coincidente con el punto a . La intensidad radiante en una dirección \vec{r} es dada por $I^a(\vec{r}) \approx L^a(\vec{r}) \cos\theta \Delta s$ de la cual se puede escribir, usando $L^a(a) = L^a$, aplicable a superficies Lambertianas:

$$I^a(\vec{r}) = L^a \cos\theta \Delta s \quad (2.39)$$

Frecuentemente, el sistema posee simetría rotacional alrededor de \vec{n} y la función depende únicamente de θ , entonces:

$$I^a(\theta) = I^a(0) \cos\theta \quad (2.40)$$

Donde $I^a(0)$ representa la intensidad radiante a lo largo de la normal a la superficie, es decir $\theta = 0$, así:

$$I^a(0) = L^a \Delta s \quad (2.41)$$

Las variaciones en intensidad con respecto a la dirección de emisión son usualmente expresadas mediante una gráfica en coordenadas polares. La superficie descrita en este espacio se le denomina indicatriz de emisión de radiación o diagrama polar de radiación. En el presente caso, donde la función $I^a(\theta) = I^a(0) \cos\theta$, representa una simetría circular alrededor de la normal de la superficie de emisión, la indicatriz de emisión es una esfera tangencial a la superficie radiante en el punto bajo consideración. La intensidad radiante es un máximo cuando $\cos\theta$ es igual a uno ($\theta = 0$), es decir, a lo largo de la normal a la superficie.

2.3 DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE LA RADIACIÓN

2.3.1 Variables Espectrales

Dependiendo de la aplicación a ser considerada las ondas electromagnéticas se pueden caracterizar por su periodo o su frecuencia, estas cantidades pueden ser temporales ó espaciales.

El periodo temporal, o periodo T es el intervalo de tiempo que separa dos eventos sucesivos donde la amplitud instantánea de la onda es la misma. Este se mide en segundos (s). El periodo espacial, usualmente denominado longitud de onda λ , es la distancia más corta que separa dos puntos consecutivos donde la amplitud de la onda es la misma; se expresa usualmente en metros (m).

La frecuencia temporal, es usualmente llamada frecuencia (ν), y es el número de periodos por unidad de tiempo. Cuando la unidad del periodo son los segundos, la frecuencia se mide en Hertz (Hz). La frecuencia espacial, mas comúnmente llamada número de onda (σ), es el número de longitud de onda por unidad de longitud. En el caso para el cual la longitud de la onda se mida en metros, el número de onda se mide en (m^{-1}).

Sin embargo, en óptica, se emplea de forma más frecuente la longitud de la onda, aunque en el análisis de ciertas situaciones como la reflexión, refracción o difusión se emplea la frecuencia de forma más poderosa debido a su invarianza, durante estos fenómenos. El número de onda es más utilizado en espectroscopia.

Estas cantidades no son independientes; sus resultados a partir de sus definiciones se conectan mediante las siguientes relaciones:

$$\lambda \nu = \nu ; \quad \lambda \sigma = 1; \quad \frac{\nu}{\sigma} = \nu \quad (2.42)$$

Donde ν es la velocidad de fase de la onda. Esta depende de las características de propagación en el medio; en el vacío equivale a la de la luz.

2.3.2 Densidades Espectrales

Las cantidades fotométricas antes definidas son independientes del contenido de la radiación. Cuando se observa la distribución de la energía en función de la frecuencia o la longitud de onda, es común introducir la densidad espectral, la cual es igual el cociente de la cantidad a ser considerada por su intervalo de variable espectral.

De (2.42), considerando intervalos diferenciales de éstas cantidades tendremos $d\lambda$, $d\nu$ y $d\sigma$ definidas como:

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2}d\nu \quad d\nu = -\frac{c}{\lambda^2}d\lambda \quad (2.43)$$

$$d\sigma = -\frac{1}{\lambda^2}d\lambda \quad d\lambda = -\frac{1}{\sigma^2}d\sigma \quad (2.44)$$

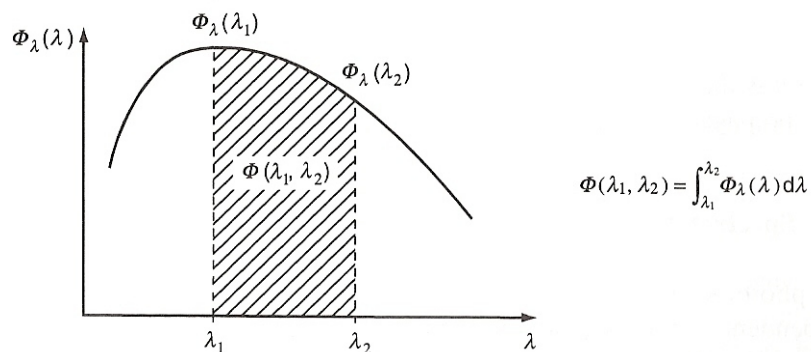
$$d\sigma = -\frac{1}{c}d\nu \quad d\nu = -cd\sigma \quad (2.45)$$

Tomando el flujo radiante como está en la figura 2.8. La densidad espectral, denominada: espectro del flujo radiante, es expresada en términos de la longitud de onda λ o de la frecuencia ν o del número de onda σ como sigue:

$$\Phi_\lambda(\lambda) = \frac{d\Phi}{d\lambda} \quad \Phi_\nu(\nu) = \frac{d\Phi}{d\nu} \quad \Phi_\sigma(\sigma) = \frac{d\Phi}{d\sigma} \quad (2.46)$$

Donde $\Phi_\lambda(\lambda)$ dada en Watts por metro ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$); $\Phi_\nu(\nu)$ es medido en Watts por hertz; $\Phi_\sigma(\sigma)$ se mide en Watt - metro ($\text{W} \cdot \text{m}$).

Figura 2.8 Integración de la densidad espectral



Fuente: [14]

Como el flujo espectral es el flujo por unidad de la variable espectral sus dimensiones dependen de este último, consecuentemente es importante determinar si este actúa como una densidad espectral en longitud de onda, frecuencia o número de onda.

Tabla 2.1 Conversiones entre las diferentes expresiones del flujo espectral

Variable de integración	$d\Phi(\lambda)$	$d\Phi(\nu)$	$d\Phi(\sigma)$
Longitud de onda	$\frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} \cdot d\lambda$	$\frac{c}{\lambda^2} \cdot \frac{d\Phi(\nu)}{d\nu} d\lambda $	$\frac{1}{\lambda^2} \cdot \frac{d\Phi(\sigma)}{d\sigma} d\lambda $
Frecuencia	$\frac{c}{\nu^2} \frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} d\nu $	$\frac{d\Phi(\nu)}{d\nu} \cdot d\nu$	$\frac{1}{c} \frac{d\Phi(\sigma)}{d\sigma} d\nu$
Número de onda	$\frac{1}{\sigma^2} \frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} d\sigma $	$c \frac{d\Phi(\nu)}{d\nu} d\sigma$	$\frac{d\Phi(\sigma)}{d\sigma} d\sigma$

Las variaciones del flujo espectral radiante como una función de la variable espectral son representadas por las curvas de distribución espectral llamadas espectro.

El flujo radiante contenido en un intervalo incremental es:

$$d\Phi = \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda = \Phi_\nu(\nu) |d\nu| = \Phi_\sigma(\sigma) |d\sigma| \quad (2.47)$$

Puesto que el intervalo espectral es esencialmente una cantidad física positiva, los límites de integración son los valores más alto y más bajo de la variable.

Las densidades espectrales de las otras cantidades fotométricas: radiancia, excitación radiante, irradiancia e intensidad de radiación, son definidas de forma similar, radiancia espectral ($L_\lambda(\lambda, T)$), excitación radiante espectral, etc.

2.4 FUENTES DE RADIACIÓN

El origen de la radiación: La emisión de ondas electromagnéticas por gases, líquidos o sólidos es causada por la transformación de energía en la materia. El origen de este fenómeno se resume así:

- *Radiación Térmica* (ó incandescente) asociada con el movimiento termal de las partículas (átomos, moléculas, iones) y por definición solo depende de la temperatura;
- *Luminiscencia* contiene todas las otras causas asociadas con un estado termal. El mecanismo para éste es muy variado, nada en particular: triboluminescence o de origen mecánico, chemiluminescence o de origen químico, electroluminiscencia o de origen eléctrico, catodoluminescencia generada por el impacto de electrones sobre un blanco, bioluminescencia de origen biológico, radioluminescencia observado después de la absorción de partículas α y β , ó fotoluminiscencia después de las absorción de un fotón, entre otros. Dependiendo de la constante de tiempo, se puede distinguir entre fluorescencia y fosforescencia: en el último caso la emisión ocurre inmediatamente después de la excitación ($\tau < 10$ ns), mientras en otro caso, posterga su emisión más tiempo.

En general, las ondas emitidas cubren un amplio intervalo espectral (ó intervalo de longitud de onda) y la distribución de la energía contra la variable constituye el espectro de radiación. El análisis de la distribución espectral de energía nos lleva a clasificar las fuentes en dos tipos principales:

- Fuentes con *espectro continuo*, cuya densidad espectral varía lentamente con respecto a longitud de onda; el mejor ejemplo es dado por un cuerpo negro, que también es el caso para sólidos.
- Las fuentes se dicen que son “selectivas” cuando el espectro es formado por una colección de radiaciones discretas, cada una caracterizada por su longitud de onda; este es el caso para los gases.
- Los líquidos se encuentran en un estado condensado intermedio; sus propiedades radiactivas pueden ser derivadas ya sea de sólidos o gases.

Los efectos de transparencia y reflectividad, junto con la emisión térmica contribuyen a la apariencia global de los cuerpos. La radiación total es referida como *radiosidad*.

2.4.1 El concepto de un radiador ideal (el cuerpo negro)

El comportamiento radiactivo de los sólidos se estudia con base en un sistema físico ideal denominado cuerpo negro o *radiador integral*. El radiador perfecto es una fuente de radiación térmica que emite la cantidad máxima de energía a una temperatura dada.

Un cuerpo negro [15] es un sistema físico ideal compuesto por una superficie cerrada de pared sólida impenetrable a la radiación y que mantiene una temperatura constante. Este encierro está vacío o se encuentra lleno por un medio uniforme y homogéneo dentro del cual pueden existir varios cuerpos inmóviles. Siempre se encuentra lleno de aire con medio homogéneo cuyas propiedades eléctricas se asemejan a las del vacío. Para propósitos prácticos se supondrá que la pared presenta una apertura $d\sigma$ lo suficientemente pequeña como para no tener efectos sobre el equilibrio térmico interno.

En ausencia de acción externa el sistema previo puede entonces cambiar en una sola dirección: comenzando con una distribución inicial de temperatura y finalizando en estado estable con equilibrio térmico. Entonces, el intercambio de energía dentro de la cavidad resulta en un balance entre la radiación emitida y la radiación absorbida por las paredes. Este estado del sistema depende únicamente de la temperatura y algunas consideraciones termodinámicas muestran que en equilibrio, la distribución de energía dentro del encierro es la misma en todos los puntos. Sea a uno de estos puntos perteneciente al elemento superficial ds y $d\Omega$ el ángulo sólido con vértice en a alrededor de la dirección \vec{r} que hace un ángulo θ con respecto a la normal de ds . La energía radiante que atraviesa ds durante un segundo contenida dentro de $d\Omega$ es:

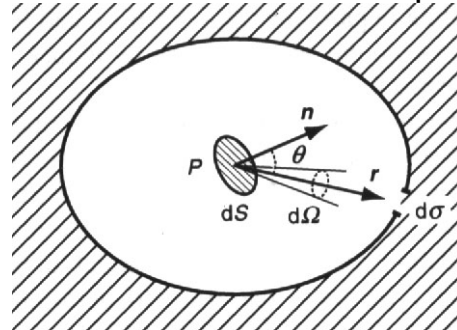
$$d\Phi^0(\theta, T) = L^0(T) \cos \theta ds d\Omega \quad (2.48)$$

Donde $\Phi^0(\theta, T)$ es el *flujo radiante* y $L^0(T)$ es la *radiancia* del cuerpo negro a la temperatura T .

Examinando particularmente el caso cuando a yace en la abertura $d\sigma$, se deduce que el flujo que deja el encierro, es el mismo que existe adentro. Así, el elemento superficial $d\sigma$ se comporta como una fuente emisora cuyas propiedades son las de un cuerpo negro. Además, en presencia de radiación incidente suministrada del exterior, es evidente que cualquiera que sea el estado de la superficie y la orientación

de las paredes externas, todos los rayos que penetran al interior de la cavidad a través de $d\sigma$ finalmente son absorbidos después de un gran número de reflexiones.

Figura 2.9 Radiación térmica de un cuerpo negro



Fuente: [14]

Visto desde afuera con respecto a la radiación, la superficie $d\sigma$ aparece completamente negra: el cuerpo se comporta como un absorbente perfecto.

Considerando un rango espectral muy estrecho entre λ y $\lambda + d\lambda$ se define las densidades espectrales por:

$$\Phi_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{d\Phi_{\lambda}^0(\lambda, T)}{d\lambda} \quad \text{Y} \quad L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{dL_{\lambda}^0(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (2.49)$$

Donde $\Phi_{\lambda}^0(\lambda, T)$ es el flujo espectral y $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ es la radiancia espectral. Las variaciones de $\Phi_{\lambda}^0(\lambda, T)$ ó $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ contra la longitud de onda constituye el espectro de la fuente.

2.4.2 Ley de Planck

Las variaciones de la radiancia espectral como una función de la longitud de onda para la temperatura T de un radiador son descritas por la *Ley de Planck*. Esta ley se demuestra a partir de los principios básicos de la termodinámica estadística, suponiendo que el encerramiento es una cavidad resonante en la cual se establecen modos estables de vibración estacionarios. Esta demostración realizada por Planck puede conllevar al criticismo puesto que hace referencia a la formación de la estadística clásica mientras se adopta un punto de vista de energía cuántica. Otros métodos más rigurosos han sido desarrollados, mencionando en particular el de Bose

y Einstein. La demostración de Planck a partir de su interés histórico, es mucho más intuitiva.

Con el modelo de un oscilador armónico lineal, se supone que la onda es causada por cargas eléctricas en movimiento, la frecuencia de la onda y de la oscilación es la misma. Además, el oscilador mismo puede funcionar como un resonador en presencia de un campo eléctrico: cuando este absorbe radiación cuya frecuencia es igual a su frecuencia natural de oscilación. Para calcular el intercambio de energía, se tiene que determinar el número de modos resonantes de ondas monocromáticas que pueden establecerse dentro del cuerpo negro cerrado en equilibrio térmico, y después la energía promedio sobre todos los modos a la temperatura T, finalmente el valor de la radiancia espectral es igual al producto de los términos obtenidos.

Una forma de escribir la ley de Planck es:

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (2.50)$$

Donde c_1 y c_2 son respectivamente *la primera y segunda constante de radiación*, dadas por:

$$c_1 = 2\pi hc^2 = 3.742 \cdot 10^{-16} \text{ w} \cdot \text{m}^2$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = 1.439 \cdot 10^{-2} \text{ K} \cdot \text{m}$$

En las unidades del S.I, $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ es expresada en $(\text{w} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1})$. El término (m^{-3}) corresponde al producto inverso de la superficie unitaria por longitud de onda. Pero, dado que la longitud de onda esta usualmente expresada en micrómetros, la radiancia se encuentra en muchos casos $(\text{w} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1})$.

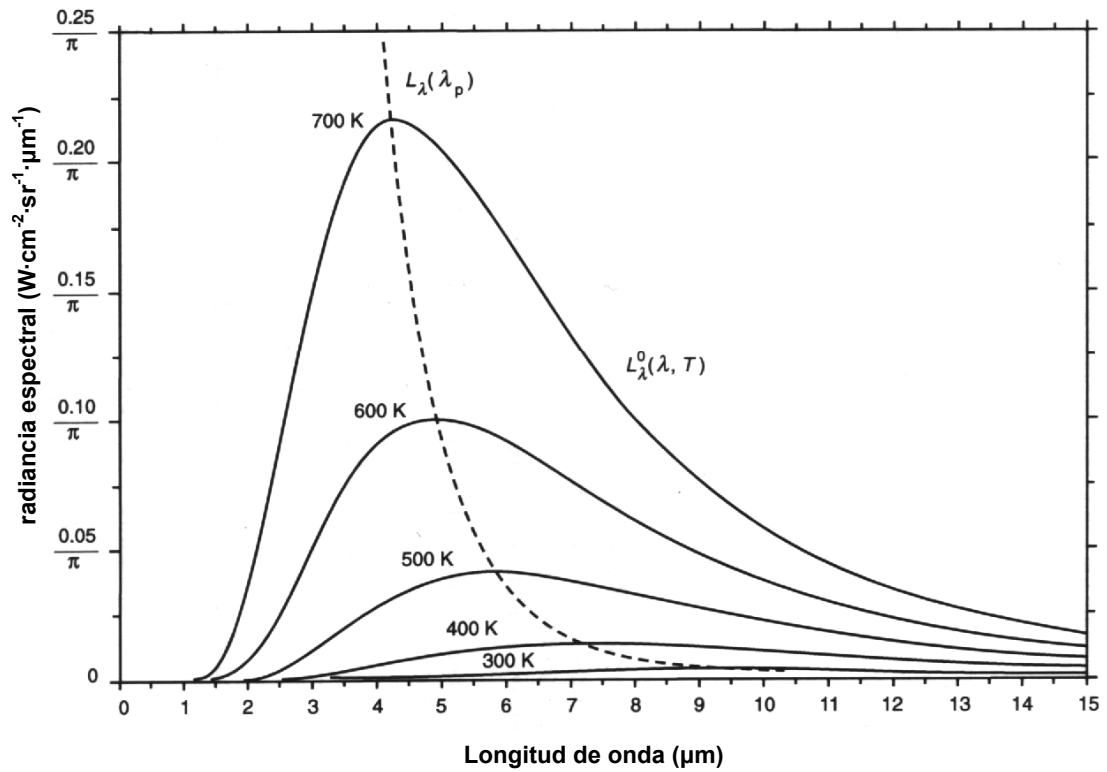
2.4.3 Curva de cuerpo negro

Las variaciones de L_{λ}^0 como una función de λ son representados en la figura. 1.10. Se observa que existe una familia de isoterms con idéntica forma: cada curva comienza desde el origen, alcanza un máximo, y entonces tiende asintóticamente hacia cero cuando λ tiende al infinito, el máximo es acompañado por un valor de λ_{pico} para cada

isoterma. Para una longitud de onda λ_i la radiancia espectral es una función creciente con la temperatura. Se escribe como:

$$L_{\lambda}^0(\lambda_i, T_2) > L_{\lambda}^0(\lambda_i, T_1); \quad \text{cuando } T_2 > T_1 \quad (2.51)$$

Figura 2.10 Radiancia espectral $L_{\lambda}^0(\lambda, T)$ de un cuerpo negro como función de la longitud de onda



Fuente: [14]

En una región espectral entre los límites λ_1 y λ_2 , la energía radiante total (ó energía radiante integral) es calculada mediante:

$$L^0(\lambda_1, \lambda_2, T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda \quad (2.52)$$

2.4.4 Dos aproximaciones para la Ley de Planck

2.4.4.1 Fórmula Rayleigh-Jean

Para $\lambda T \gg c_2$ la función exponencial puede ser reemplazada por su expresión en serie:

$$\exp\frac{c_2}{\lambda T} = 1 + \frac{c_2}{\lambda T} + \frac{1}{2}\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)^2 + \dots \quad (2.53)$$

Limitando la serie al primer término:

$$L_\lambda^0(\lambda, T) = \frac{c_1}{c_2} \frac{T}{\pi \lambda^4} \text{ ó } L_\lambda^0(\lambda, T) = \frac{2c}{\lambda^4} kT \quad (2.54)$$

En la práctica la aproximación es mejor que cuando el producto λT , es más grande que $0.725 \cdot 10^6 \mu m \cdot K$, esto es aplicado a la región de ondas de radar o radiofrecuencias.

2.4.4.2 Fórmula de Wien

Opuesta a la condición anterior, cuando $\lambda T \ll c_2$, tenemos $\exp(c_2/\lambda T) \gg 1$, y la Ley de Planck toma la siguiente aproximación:

$$L_\lambda^0(\lambda, T) \approx \frac{c_1}{\pi \lambda^5} \exp\left(\frac{-c_2}{\lambda T}\right) \quad (2.55)$$

En la práctica esta aproximación es mejor que el 1% cuando el producto λT es mucho más pequeño que $3130 \mu m \cdot K$; por ejemplo $T \leq 300K$ para $\lambda = 10.4 \mu m$.

2.4.4.3 Ley de Desplazamiento (Ley de Wien)

Ciertas propiedades del cuerpo negro fueron conocidas antes de la demostración de la Ley de Planck.

Mediante el estudio de una cavidad cerrada en paredes perfectamente reflectivas, Wien demostró (alrededor de 1894), que la radiancia del cuerpo negro verifica la función:

$$L_\lambda^0(\lambda, T) = T^5 f(\lambda T) \quad (2.56)$$

Una relación que se puede expresar de la forma paramétrica por:

$$y = f(x) \quad (2.57)$$

Con $x = \lambda T$ y $y = L_\lambda^0(\lambda, T)/T^5$

La función de Wien evidentemente no es suficiente para describir completamente el comportamiento del cuerpo negro puesto que no precisa la forma de $f(x)$. Entretanto esta permite el establecimiento de ciertas propiedades muy importantes usadas en la práctica.

2.4.5 La Ley de Stefan-Boltzmann

La radiancia total de un cuerpo negro es la radiación integrada sobre todo el espectro electromagnético. Descubierta experimentalmente por Stefan en 1879 y demostrado por Boltzmann en 1884 a partir de principios termodinámicos, la expresión para la radiancia total puede igualmente ser deducida de la Ley de desplazamiento de Wien. A partir de la expresión (2.56); podemos encontrar:

$$L^0(T) = T^5 \int_0^\infty f(\lambda T) \cdot d\lambda \quad (2.58)$$

O después de sustituir la variable $x = \lambda T$:

$$L^0(T) = \int_0^\infty f(x) \cdot dx \quad (2.59)$$

Esta nueva integral solo depende de la forma de la función universal $f(x)$. Por tanto es una constante y podemos escribir:

$$L^0(T) = c_5 T^4 \quad (2.60)$$

Esta relación es la *Ley de Stefan-Boltzmann*. Es muchas veces expresada como una función de la constante de Stefan-Boltzmann $\sigma = \pi c_5$, lo cual da:

$$L^0(T) = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \text{ y } M^0(T) = \sigma T^4 \quad (2.61)$$

Donde $M^0(T)$ es la excitación hemisférica. Los cálculos dan:

$$\sigma = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^2 h^3} = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

$$c_5 = \frac{\sigma}{\pi} = 1.805 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$$

La Ley de Stefan-Boltzmann muestra que la energía total radiada se incrementa muy rápidamente con la temperatura.

2.5 EMISIVIDAD DE CUERPOS REALES [35]

2.5.1 Definición de emisividad

La teoría de un cuerpo negro es para un radiador perfecto. En la práctica la radiancia espectral de materiales reales es menor que la mostrada por la Ley de Planck a la misma temperatura. Por lo tanto definimos un factor de emisión $\epsilon(\lambda, a, \vec{r}, T)$ para un material real a temperatura T , mediante:

$$\epsilon(\lambda, a, \vec{r}, T) = \frac{d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r}, T)}{d\Phi_0(\lambda, a, \vec{r}, T)} = \frac{L_\lambda(\lambda, a, \vec{r}, T)}{L_\lambda^0(\lambda, a, \vec{r}, T)} \leq 1 \quad (2.62)$$

Donde $d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r}, T)$ es el flujo emitido por el cuerpo en un punto a , en una dirección \vec{r} , $d\Phi_\lambda^0$ es el flujo de un cuerpo negro bajo las mismas condiciones.

El factor de emisión es llamado *emisividad*, en general, este actúa como una cantidad espectral, local y direccional. Para un número de materiales es igualmente dependiente de la temperatura. También existen fuentes para las cuales la emisividad presenta propiedades particulares:

- Con fuentes Lambertianas, es independiente de la dirección \vec{r} ;
- Con fuentes uniformes, la emisividad es la misma en todos los puntos de la superficie radiante.

A partir de la definición anterior es posible deducir algunas emisividades promedio como funciones de diversos factores influyentes. Se limitará el cálculo a medios espectrales y hemisféricos.

2.5.1.1 El promedio espectral de emisividad direccional

El promedio espectral es calculado sobre un intervalo $\Delta\lambda$ por:

$$\bar{\epsilon}(\Delta\lambda, a, \vec{r}, T) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \epsilon(\lambda, a, \vec{r}, T) L_\lambda^0(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} L_\lambda^0(\lambda, T) d\lambda} = \frac{L(\Delta\lambda, a, \vec{r}, T)}{L^0(\lambda, a, \vec{r}, T)} \quad (2.63)$$

Note que este valor promedio depende de la distribución espectral de radiancias, las cuales son función de la temperatura. *Por lo tanto la temperatura de un cuerpo es un importante parámetro que debe ser precisado.*

2.5.1.2 El promedio hemisférico de la emisividad espectral

El promedio hemisférico (ó emisividad hemisférica) es dado por:

$$\bar{\epsilon}(\lambda, a, T) = \frac{\int_{\Omega=2\pi} \epsilon(\lambda, a, \vec{r}, T) L_{\lambda}^0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega}{\int_{\Omega=2\pi} L_{\lambda}^0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega} \quad (2.64)$$

Donde Ω denota el ángulo sólidos que encierra la radiación; de $dM(a, \vec{r}) = L(a, \vec{r}) \cos \theta d\Omega$ se encuentra que:

$$\bar{\epsilon}(\lambda, a, T) = \frac{\int_{\Omega=2\pi} \epsilon(\lambda, a, \vec{r}, T) M_{\lambda}^0(\lambda, T)}{\int_{\Omega=2\pi} dM_{\lambda}^0(\lambda, T)} = \frac{M_{\lambda}(\lambda, a, T)}{M_{\lambda}^0(\lambda, T)} \quad (2.65)$$

La emisividad hemisférica es por tanto igual a la razón entre la excitación radiante espectral del cuerpo considerado $M_{\lambda}(\lambda, a, T)$ y la excitación radiante espectral del cuerpo negro a la misma temperatura $M_{\lambda}^0(\lambda, T)$.

2.5.1.3 El promedio espectral de la emisividad hemisférica

Usando el resultado previo el promedio espectral es calculado sobre un intervalo $\Delta\lambda$, mediante:

$$\bar{\epsilon}(\Delta\lambda, a, T) = \frac{\int_{\Delta\lambda} M_{\lambda}(\lambda, a, T) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} M_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda} = \frac{M(\Delta\lambda, a, T)}{M^0(\Delta\lambda, T)} \quad (2.66)$$

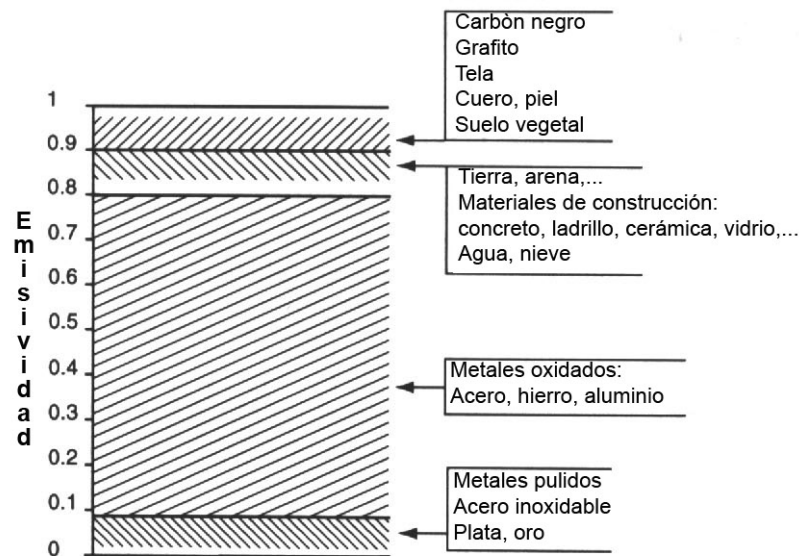
2.5.2 Valores de emisividad

La figura 2.11 muestra que las emisividades de materiales comunes cubren un ancho rango de valores. Generalmente metales pulidos irradian poco comparado con un cuerpo negro ($0.02 \leq \epsilon \leq 0.07$) pero los valores de la emisividad se incrementan con la temperatura. Estas también se incrementan muy rápidamente si el acabado de la superficie es alterado por la formación de microporos ó asperezas, por ejemplo, bajo el efecto de la oxidación. Así, la emisividad de una lámina de aluminio puede cambiar de 0.03 cuando la superficie esta pulida perfectamente a 0.75 cuando se encuentra

cubierta con oxido de aluminio. Los materiales no metálicos muchas veces presentan una emisividad relativamente alta ($\epsilon \geq 0.8$), sin embargo muchos de estos son aleaciones. Los valores dependen fuertemente de las proporciones de los materiales constituyentes y del proceso de formación. A diferencia de los metales el valor de la emisividad se decrementa cuando la temperatura se aumenta.

La emisividad de algún material puede también variar exageradamente debido a las condiciones ambientales (humedad, polvo,...). Similarmente, la emisividad después de un fenómeno superficial se ve afectada, puede ser fácilmente modificada por capas: barniz, pintura, tratamiento químico o depósito de películas.

Figura 2.11 Valores de emisividad para materiales comunes en la ventana atmosférica de 8-12 μ m

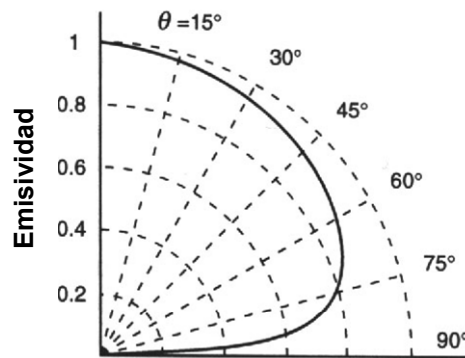


Fuente: Los autores [14]

Los valores de emisividad se encuentran ligados particularmente a los fenómenos de absorción y dispersión de ondas electromagnéticas, se pueden encontrar en algunas partes de trabajo especializado, formulas que representan sus variaciones como funciones de diferentes factores de influencia. Entre tanto, se observa que la validez de las fórmulas propuestas está muchas veces limitadas para un número restringido de materiales colocados bajo ciertas condiciones precisas y dentro de una relativa región espectral estrecha.

Las variaciones de $\epsilon(\vec{r})$ como una función de la dirección \vec{r} son representadas mediante curvas denominadas *indicatriz de emisividad* (figura 2.12). Estas curvas muchas veces tienen una simetría circular con respecto a la normal de la superficie que irradia. La emisividad direccional es simplemente denotada por $\epsilon(\theta)$, donde θ es el ángulo que \vec{r} hace con la normal.

Figura 2.12 Típica indicatriz de emisividad de un dieléctrico en la banda térmica



Fuente: [14]

2.5.3 La idea de un cuerpo gris

Comparando con un cuerpo negro, un *cuerpo gris* es una fuente con una emisividad menor que 1 pero constante, al menos en la región espectral de la aplicación prevista. La emisividad de un objeto calificado como gris en una región espectral puede graduar grandemente de una parte a otra. En esas zonas de variación, la fuente se dice que esta coloreada, en analogía con los efectos observados en el visible.

2.6 RADIOSIDAD

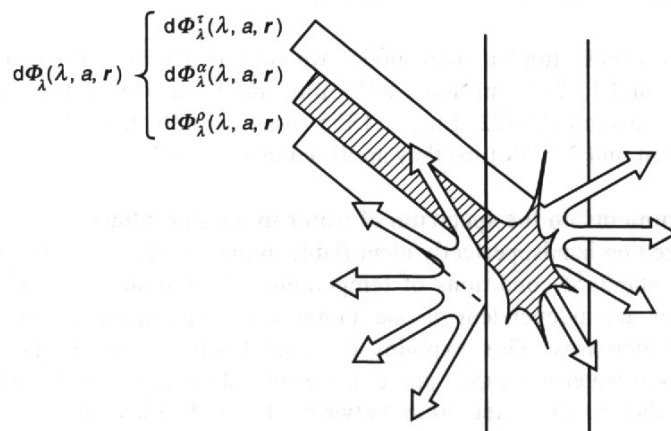
Hasta ahora el interés se ha plasmado sobre el caso de la radiación térmica, la cual es la radiación desde los cuerpos o desde el medio debido a su energía interna; esto únicamente depende de la temperatura y en la práctica los cuerpos no están aislados. Existe algún intercambio recíproco de energía entre varios elementos cercanos; cada uno actúa a la vez como fuente y como receptor con respecto a los otros. Dejando a un lado el caso de un cuerpo negro, el cual es un perfecto absorbente, es necesario

considerar; en adición a la radiación térmica, los efectos causados por las radiaciones de otros elementos del alrededor.

Se define “radiosidad” de una fuente como la radiación que deja su superficie y proviene de: (1) de la radiación térmica de la misma fuente, (2) de la reflexión de sus paredes; (3) de la transmisión a través del material. Las cantidades usadas para expresar la radiosidad son las mismas definidas anteriormente, pero se debe distinguir las diferentes contribuciones de cada fuente. Así, en el caso de la radiación, por ejemplo, tenemos la radiancia por radiación térmica, la radiancia de la radiación reflejada y la radiancia de la radiación transmitida.

La conservación de la energía descansa sobre la idea del equilibrio térmico de los cuerpos con su medio ambiente. Entonces, se pueden considerar todas las ecuaciones separadamente tomando cada una de las radiaciones incidentes cuya influencia es representada por los factores de interacción que se definirán.

Figura 2.13 Distribución de la onda incidente al contacto con el objeto



Fuente: [14]

2.6.1 Los factores de absorbanza, transmisión y reflexión

2.6.1.1 Definiciones de los factores de radiosidad

La interacción de la radiación con un cuerpo es representada por factores para la absorción, la transmisión y la reflexión. En un punto 'a' y en una dirección \vec{r} se tiene:

- Absorbencia $\alpha(\lambda, a, \vec{r}) = \frac{d\Phi_\lambda^\alpha(\lambda, a, \vec{r})}{d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r})} = \frac{L_\lambda^\alpha(\lambda, a, \vec{r})}{L_\lambda(\lambda, a, \vec{r})}$ (2.67)

- Transmitancia $\tau(\lambda, a, \vec{r}) = \frac{d\Phi_\lambda^\tau(\lambda, a, \vec{r})}{d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r})} = \frac{L_\lambda^\tau(\lambda, a, \vec{r})}{L_\lambda(\lambda, a, \vec{r})}$ (2.68)

- Reflectancia $\rho(\lambda, a, \vec{r}) = \frac{d\Phi_\lambda^\rho(\lambda, a, \vec{r})}{d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r})} = \frac{L_\lambda^\rho(\lambda, a, \vec{r})}{L_\lambda(\lambda, a, \vec{r})}$ (2.69)

Donde:

- $d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r})$ es el elemento diferencial del flujo espectral incidente;
- $d\Phi_\lambda^\alpha(\lambda, a, \vec{r})$ es la parte del flujo incidente que es absorbido por el medio interactuante.
- $d\Phi_\lambda^\tau(\lambda, a, \vec{r})$ es la parte del flujo incidente transmitido a través del medio;
- $d\Phi_\lambda^\rho(\lambda, a, \vec{r})$ es la parte del flujo incidente reflejado por las paredes.

Se resalta el hecho de que estas cantidades absorbentes, transmitidas o reflejadas son definidas con respecto al flujo incidente (figura. 1.13). Otros casos conllevan a precisar más la distinción entre los rayos entre los rayos transmitidos o reflejados, los que siguen las leyes de la óptica geométrica (transmisión y reflexión regular) de los que se desvían de estas leyes (transmisión y reflexión difusa). Los factores de radiosidad se relacionan mediante la ley de conservación de energía.

$$d\Phi_\lambda(\lambda, a, \vec{r}) = d\Phi_\lambda^\alpha(\lambda, a, \vec{r}) + d\Phi_\lambda^\tau(\lambda, a, \vec{r}) + d\Phi_\lambda^\rho(\lambda, a, \vec{r}) \text{ ó también}$$

$$L_\lambda(\lambda, a, \vec{r}) = L_\lambda^\alpha(\lambda, a, \vec{r}) + L_\lambda^\tau(\lambda, a, \vec{r}) + L_\lambda^\rho(\lambda, a, \vec{r}) \quad (2.70)$$

Inmediatamente se puede mostrar la siguiente relación fundamental:

$$\alpha(\lambda, a, \vec{r}) + \tau(\lambda, a, \vec{r}) + \rho(\lambda, a, \vec{r}) = 1 \quad (2.71)$$

Para el caso general los factores previos son cantidades espectrales, locales y direccionales. Como ocurrió con la emisividad, es posible derivar valores promedios como una función de algunos parámetros; por lo tanto, limitará el cálculo a promedios espectrales y hemisféricos.

2.6.1.2 Los promedios de los factores espectrales direccionales

Se calculará el promedio de los factores de radiosidad en una banda espectral ó dentro de un ángulo sólido, o también sobre dos regiones simultáneamente:

- *El promedio espectral de la absorbencia direccional*

$$\bar{\alpha}(\lambda, a, \vec{r}) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \alpha(\lambda, a, \vec{r}) L_{\lambda}(\lambda, a, \vec{r}) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} L_{\lambda}(\lambda, a, \vec{r}) d\lambda} = \frac{L^{\alpha}(\Delta\lambda, a, \vec{r})}{L(\Delta\lambda, a, \vec{r})} \quad (2.72)$$

Donde $d\lambda$ denota la banda espectral para la integración;

- *El promedio hemisférico de la absorbencia espectral*

$$\bar{\alpha}(a, \lambda) = \frac{\int_{\Omega=2\pi} \alpha(\lambda, a, \vec{r}) L_{\lambda}(\lambda, a, \vec{r}) d\lambda}{\int_{\Omega=2\pi} L_{\lambda}(\lambda, a, \vec{r}) d\lambda} = \frac{E_{\lambda}^{\alpha}(\lambda, a)}{E_{\lambda}(\lambda, a)} \quad (2.73)$$

Donde Ω denota el ángulo sólido perteneciente al semi-espacio, el cual contiene los rayos ópticos incidentes y $E_{\lambda}(\lambda)$ es la irradiancia;

- *El promedio espectral de la absorbencia hemisférica*

$$\bar{\alpha}(\Delta\lambda, a) = \frac{\int_{\Delta\lambda} E_{\lambda}^{\alpha}(\lambda, a) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} E_{\lambda}(\lambda, a) d\lambda} = \frac{E^{\alpha}(\Delta\lambda, a)}{E(\Delta\lambda, a)} \quad (2.74)$$

Donde $E(\Delta\lambda)$ es la irradiancia en 'a' por la radiación tomada sobre el intervalo $\Delta\lambda$

Es importante notar que los valores de los promedios espectrales *dependen de la distribución espectral de la radiación incidente*; por lo tanto ellos caracterizan esencialmente una situación específica.

2.6.1.3 Relaciones fundamentales entre los factores de radiosidad

A partir de cálculos análogos que conllevan a valores promedios de los factores de transmisión y reflexión, se puede fácilmente inferir de (2.71), las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}(\Delta\lambda, a, \vec{r}) + \bar{\tau}(\Delta\lambda, a, \vec{r}) + \bar{\rho}(\Delta\lambda, a, \vec{r}) &= 1 \\ \bar{\alpha}(\lambda, a) + \bar{\tau}(\lambda, a) + \bar{\rho}(\lambda, a) &= 1 \\ \bar{\alpha}(\Delta\lambda, a) + \bar{\tau}(\Delta\lambda, a) + \bar{\rho}(\Delta\lambda, a) &= 1\end{aligned}\tag{2.75}$$

2.6.2 Ley de Kirchhoff (ó Ley de Draper)

Al mismo tiempo del estudio del fenómeno en 1860, Kirchhoff estableció una relación entre la radiancia espectral de un cuerpo negro, la de un cuerpo real y la absorbencia espectral direccional mediante:

$$\frac{L_{\lambda}(\lambda, a, \vec{r}, T)}{\alpha(\lambda, a, \vec{r})} = L_{\lambda}^0(\lambda, T)\tag{2.76}$$

Donde \vec{r} denota la dirección considerada.

Esta relación es denominada Ley de Kirchhoff's o Ley de Draper's. A partir de (2.62) se obtiene:

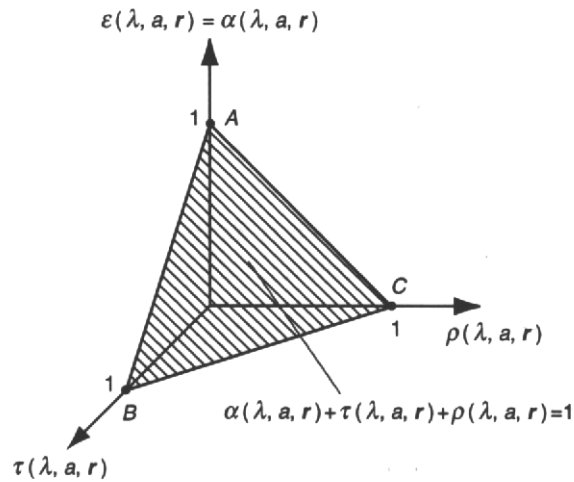
$$\varepsilon(\lambda, a, \vec{r}) = \alpha(\lambda, a, \vec{r})\tag{2.77}$$

La emisividad espectral direccional de un cuerpo en equilibrio termodinámico es igual a la absorbencia espectral direccional. Esto se resume de la siguiente forma: *cuerpos fuertemente emisivos son igualmente buenos absorbentes*. Usando (2.71) se deduce:

$$\varepsilon(\lambda, a, \vec{r}) = 1 - [\tau(\lambda, a, \vec{r}) + \rho(\lambda, a, \vec{r})]\tag{2.78}$$

Esta importante relación es representada por el diagrama de la figura 2.14

Figura 2.14 Representación gráfica de la ley de Kirchhoff



Fuente: [14]

En este diagrama los valores para la emisividad (y por lo tanto para la absorbencia), para la transmitancia y para la reflectancia se muestran sobre tres ejes independientes:

- Un cuerpo perfectamente emisorivo $[\varepsilon(\lambda, a, \vec{r}) = \alpha(\lambda, a, \vec{r}) = 1]$ se encuentra en el punto A;
- Un cuerpo perfectamente transparente $[\tau(\lambda, a, \vec{r}) = 1]$ se encuentra en el punto B;
- Una superficie perfectamente reflectora $[\rho(\lambda, a, \vec{r}) = 1]$ se encuentra en el punto C;
- Materiales opacos (no transparentes) para los cuales $\tau(\lambda, a, \vec{r}) = 0$ y $\varepsilon(\lambda, a, \vec{r}) = \alpha(\lambda, a, \vec{r}) = 1 - \rho(\lambda, a, \vec{r})$ están localizados en segmento AC;
- Materiales semi transparentes y no reflectivos para los que $\rho(\lambda, a, \vec{r}) = 0$ y $\tau(\lambda, a, \vec{r}) = 1 - \alpha(\lambda, a, \vec{r})$ están localizados en el segmento AB;
- Materiales semi transparentes y no absorbentes para los que $\alpha(\lambda, a, \vec{r}) = 0$ y $\tau(\lambda, a, \vec{r}) = 1 - \rho(\lambda, a, \vec{r})$ están localizados en el segmento BC.
- En general, los cuerpos reales yacen en el plano ABC.

2.7 ESTRUCTURA DE LA ATMÓSFERA

2.7.1 Influencia de la atmósfera en la apariencia de la escena termográfica

Bajo condiciones normales, la radiación electromagnética emitida por una fuente solo es captada por el receptor después de que ha pasado a través de la atmósfera. Pero cabe anotar que no es necesaria su presencia para la propagación, pues la radiación puede propagarse en el vacío. Sin embargo, cuando hay materiales presentes en éste medio, en diferentes fases: líquida, gaseosa, sólida el proceso se acompaña de una degradación la cual depende de la composición del medio.

La presencia de la atmósfera constituye una manifestación de la degradación debida a procesos como la absorción, difusión y la emisión suplementaria asociada a la difusión, radiación térmica; estos efectos pueden ser analizados con detalle en la referencia [14]. El presente apartado resalta los más importantes resultados y su incidencia posterior en el registro térmico. Finalmente se mencionará la variación de las temperaturas bajo la acción del viento y las modificaciones en el aspecto de la superficie asociadas a la lluvia y la nieve.

2.7.2 Equilibrio Termodinámico de la Atmósfera

La atmósfera es una mezcla de gases que posee la capacidad de contener partículas en fase sólida en suspensión. Dicha composición es función de la altitud donde se evidencian la influencia de las variables termodinámicas como lo son la presión y temperatura las cuales finalmente dirán la composición y proporción de componentes del aire.

2.7.3 Principales Componentes de la Atmósfera [15]

a) *Gases*: constituyen la gran mayoría de la atmósfera, las tres componentes de mayor abundancia dentro de este grupo y que definen gran parte de sus propiedades son el *Nitrógeno* (78%), el *Oxígeno* (20%) y el *Argón* (1%). Otras componentes aunque en menor proporción se encuentran el metano, el hidrógeno, el dióxido de nitrógeno y

gases raros. Estos gases constituyen cerca del 99,96% del total de la fracción del aire seco en la atmósfera.

b) Partículas: más que una mezcla de gases, la atmósfera constituye un sistema dispersivo, asociado al conjunto de partículas en fase sólida en suspensión.

Aerosoles es el término con el que se denota a las partículas que poseen un radio casi nulo; es decir como el molecular. En el aerosol se incluye el humo, el polvo, el polen y el vapor. Los que se encuentran cerca de la superficie son:

- *Precipitaciones*, éstas son partículas mayores y por tanto más afectadas por la gravedad. Entre estas se distinguen:
- Hydrometeors, las cuales son partículas sólidas o líquidas (rocío, la lluvia, el granizo, la nieve)
- Lithometeors, partículas sólidas que usualmente en la naturaleza están en fase líquida (arena ó polvo llevada por el viento, humo denso, cenizas)

Las características, como densidad y distribución de tamaño, son fuertemente dependientes del clima y las condiciones meteorológicas. Las partículas higroscópicas son altamente influenciadas por la humedad relativa por ejemplo.

c) Agua: entre todas las componentes atmosféricas ocupa un espacio especial; primeramente, debido a la proporción de vapor de agua varía ampliamente en función de las condiciones meteorológicas, estaciones del año, el clima y la ubicación geográfica. Puede lograr un 2% del gas seco a nivel del mar, pero decae con la altitud siendo solo de 3 partes por millón en la troposfera. En segunda instancia, esta componente es la única dentro del compuesto atmosférico que puede estar en las tres fases.

Es de interés del proceso de registro la óptica de la atmósfera, las cuales pueden variar ampliamente como función de la temperatura, de la presión y de la humedad relativa como en el caso del índice de refracción [17]. Las variaciones locales de dichos parámetros son principalmente causadas por corrientes de Eddy que inducen fluctuaciones que se denominan turbulencia [16]. Lo anterior, transforma el medio de isotrópico y homogéneo lo que en consecuencia incide en la propagación de la onda.

Las propiedades de la turbulencia pueden ser caracterizadas por una función estructural mediante descomposición de cantidades fundamentales: los parámetros estructurales del índice de refracción. Estos parámetros son empleados para calcular

la potencia de las fluctuaciones del espectro. Los principales efectos sobre el haz óptico son:

- Destello (Scintillations) corresponde a la variación temporal de la distribución de la intensidad espectral
- Movimiento errático del haz óptico (Beam Wandering) asociado con los cambios aleatorios en la dirección de propagación del haz
- Dispersión (Spreading) del punto correspondiente al plano focal del sistema de imagen

Todos estos efectos pueden ser expresados dependientes sobre los parámetros estructurales.

Se puede concluir que la atmósfera respecto de la propagación de la radiación lumínica actúa como [18]:

- Extinción mediante la absorción y dispersión
- Interferencia por la emisión de haces secundarios producto de la emisión térmica

Todos estos efectos pueden ser modelados mediante expresiones dependientes de los parámetros de la estructura atmosférica, para mayores detalles se recomienda [20].

2.8 PROCESO DE REGISTRO TERMOGRÁFICO, MEDICIÓN DE LA TEMPERATURA

La medición de la temperatura mediante radiometría, viene directamente de la aplicación de la ley de Planck. La interpretación de este resultado sin embargo, requiere el conocimiento exacto de: 1) la relación entre la señal eléctrica a la salida del radiómetro y de la radiación proveniente del objeto radiante; 2) la correspondencia entre la señal de salida y la escala de temperaturas. Lo primero es representado mediante la ecuación radiométrica, la cual describe la contribución de cada uno de los

elementos en la escena térmica. La segunda es la se obtiene mediante la ecuación de medición, la cual expresa la temperatura en la escala absoluta.

2.8.1 Ecuación radiométrica

La medición de temperatura es hecha mediante el empleo de un radiómetro como se observa en la figura 2.15, en esta se puede observar la configuración típica de medición en la cual A es el objeto principal al que se le desea medir la temperatura. Para determinar la ecuación radiométrica se requiere primero especificar los elementos que intervienen en la escena. Es aconsejable en primera instancia definir el campo de vista instantáneo del radiómetro. Este campo se conoce con las siglas (IFOV) y es la parte de la escena que se ocupa por los rayos ópticos que contribuyen a la formación de una imagen puntual del objeto. Su valor depende de la capacidad de resolución del sistema óptico y de la dimensión del sensor, así como del ancho de banda del mismo. Otra variable a considerar en la ecuación, la constituyen las fuentes de radiación; si no se limita el ángulo de visión solo a lo correspondiente al objeto A, es muy probable que otras fuentes de radiación transfieran energía a la escena. En general, el radiómetro captura energía proveniente de las siguientes contribuciones:

- Flujo Φ^A , emitido por el objeto A
- Flujo Φ , proveniente de una fuente secundaria B_1 , observando al objeto A como transparente
- Flujo Φ^r , a partir de una fuente secundaria B_2 por la reflexión en el objeto A
- Flujo Φ^g , emitido por radiación térmica a partir de una capa gaseosa (atmósfera) entre A y en frente de la lente del radiómetro (cámara)

Note que la capa gaseosa disipa todos los flujos antes mencionados debido a que estos deben pasar por dicha capa hacia el radiómetro.

Este examen muestra por completo la situación real, la cual es aparentemente simple; simultáneamente se tiene:

- Cuerpos que actúan como cuerpos negros, o cuerpos grises, o bien como fuentes selectivas
- Algunos fenómenos de absorción, emisión, transmisión y reflexión

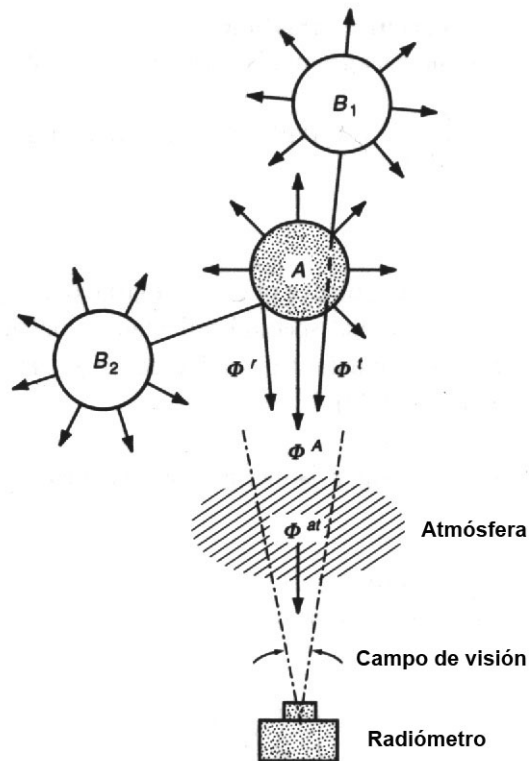
Las leyes físicas necesarias para el desarrollo se expusieron en el marco teórico previo a esta sección final del capítulo.

Para obtener la expresión de la radiación incidente, se debe considerar el caso donde el objeto A es mayor en comparación con el campo de vista del radiómetro. Por simplicidad se asume que el objeto es opaco ($\Phi^t = 0$), pero sujeto a la radiación ambiente. El efecto de la atmósfera es en una primera aproximación la disminución de la radiación emitida y reflejada por el objeto A; en segunda instancia, la radiación emitida por las capas de aire entre el objeto A y el sistema de registro. Se aproxima también el este registro a casos donde no existe turbulencia y donde la dispersión de la radiación emitida por otras fuentes diferentes de A es despreciable.

En el frente del sistema de registro, la radiación incidente a lo largo de la dirección r es representada mediante la siguiente expresión:

$$[[R_{TA} + R_{TMA}] * \tau_{MA} + R_{TAT} \quad (2.79)$$

Figura 2.15 Situación típica de medida: medida de temperatura en A, B₁ es visto traspasando el objeto, B₂ es visto a través de la reflexión.



Fuente: [14]

Donde,

- R_{TA} Radiación Térmica del Objeto A
- R_{TMA} Radiación Térmica del Medio Ambiente
- τ_{TA} Transmisión Atmosférica
- R_{TAT} Radiación Térmica de la Atmósfera

Lo antes mencionado se puede simplificar mediante la siguiente expresión:

$$L_{\lambda}(\lambda, T_A) = \left\{ \varepsilon(\lambda) L_{\lambda}^o(\lambda, T_A) + [1 - \varepsilon(\lambda)] L_{\lambda}^o(\lambda, T_{bk}) \right\} \tau(\lambda, z) + [1 - \tau(\lambda, z)] L_{\lambda}^o(\lambda, T_{at}) \quad (2.80)$$

Donde $L_{\lambda}(\lambda, T_A)$ es la radiancia térmica del objeto a una temperatura T_A , $L_{\lambda}^o(\lambda, T_{bk})$ es la radiancia del cuerpo negro a la temperatura del medio ambiente, y $L_{\lambda}^o(\lambda, T_{at})$ es la radiancia de cuerpo negro a la temperatura atmosférica.

Si se desea obtener la respuesta del radiómetro, es decir la variación de la señal eléctrica como función de la radiancia en la ecuación (2.80), esta se debe expresar mediante la ecuación radiométrica, la cual se muestra a continuación:

$$V = \int_{\Phi} \mathfrak{R}(\Phi, \lambda) d\Phi \quad (2.81)$$

Y conociendo que $d\Phi = L_{\lambda}(\lambda, T_A) G d\lambda$; donde $L_{\lambda}(\lambda, T_A)$ es la radiancia espectral (sección 2.3.2) de entrada al sistema de registro ó radiómetro:

$$V = G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}(\Phi, \lambda) L_{\lambda}(\lambda, T_A) d\lambda \quad (2.82)$$

Es importante resaltar que se debe realizar un proceso de calibración del sistema, con el fin de eliminar características subjetivas de cada registro como las extensiones geométricas; este resultado se expresa mediante la ecuación de medida la cual se presenta a continuación:

$$\frac{V}{V_{cal}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}(\lambda) L_{\lambda}(\lambda, T_A) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}(\lambda) L_{\lambda}^o(\lambda, T_{cal}) d\lambda} \quad (2.83)$$

Con la señal calculada mediante ajuste, se obtiene $L_\lambda(\lambda, T_A)$ y con ello $L^\circ_\lambda(\lambda, T_A)$, el procedimiento de conversión de esta última a temperatura, obedecería a una inversión de la ley de Planck; este proceso se realizó obteniéndose el siguiente resultado:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \left[1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right] \frac{\Delta L}{L} \quad (2.84)$$

Donde, $c_2 = 1,44 \times 10^{-2}$ m.K es la constante secundaria.

3 SENSORES INFRARROJOS

Todas las investigaciones termográficas involucran algún tipo de detector térmico. Para mejorar la predicción de las medidas y entender los resultados, es importante conocer algunos fundamentos sobre detectores térmicos y sus equipos secundarios.

3.1 DEFINICIONES Y CARACTERÍSTICAS DE LOS DETECTORES

Los receptores ópticos son el corazón de los sistemas infrarrojos. Se comenzará con algunas bases sobre detectores y el repaso de varios tipos disponibles.

3.1.1 Impedancia y Receptividad

Un detector infrarrojo es un dispositivo que convierte la energía infrarroja radiada a una señal medible, generalmente de naturaleza eléctrica. La impedancia del detector Z es una característica intrínseca de los detectores, se mide usando la ley de Ohm (dV , dI , en forma vectorial):

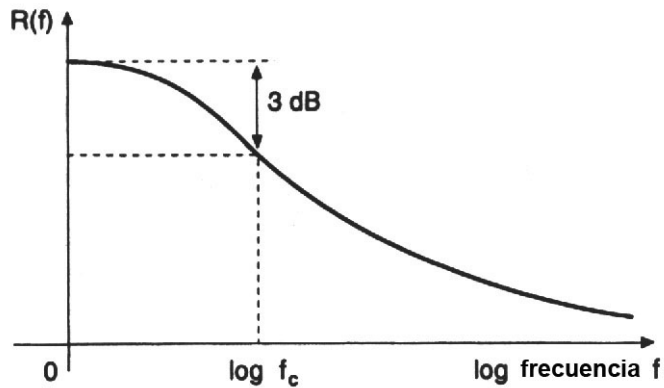
$$Z = \frac{dV}{dI} \quad \Omega \quad (3.1)$$

La impedancia del detector es una importante propiedad de diseño puesto que la potencia máxima puede extraerse a partir del mismo cuando alcanza $Z=Z_A$; donde Z_A es la impedancia de entrada del preamplificador al que esta conectado el detector. Una correcta impedancia es importante para maximizar la señal de salida puesto que las señales eléctricas en la salida del detector son generalmente pequeñas.

Otro importante parámetro es la receptividad expresada en voltaje (R_v) o corriente (R_i), siendo la razón de transformación de estas con respecto al flujo óptico Φ :

$$R_v = \frac{\partial V}{\partial \Phi} \quad VW^{-1} \quad \text{ó} \quad R_i = \frac{\partial I}{\partial \Phi} \quad AW^{-1} \quad (3.2)$$

Figura 3.1 Curva típica de receptividad de un detector



Fuente: [1]

La receptividad generalmente no es uniforme sobre el área del detector; además, también depende de la longitud de onda de la radiación λ y la frecuencia de excitación ν :

$$R = R(x, y, \lambda, \nu) \quad (3.3)$$

La figura 3.1 ilustra una curva de receptividad típica en la cual la frecuencia crítica ν_c es definida por un decremento de 3 dB en el máximo de la amplitud. El conocimiento de esta curva permite determinar el máximo ancho de banda posible del sistema, esto es, la variación más rápida del flujo óptico a la cual el detector es sensible.

3.1.2 Constante de tiempo

Una propiedad muy útil es la constante de tiempo τ , que especifica el tiempo de respuesta de un detector, es dada por:

$$\tau = \frac{1}{2\pi\nu_c} \quad (3.4)$$

3.1.3 Potencia de ruido equivalente

Una muy importante figura de mérito para los detectores es la potencia de ruido equivalente (NEP⁶). Es la cantidad de potencia P_s inducida por una señal óptica cuya amplitud es equivalente a la potencia de ruido intrínseco P_N presentada a la salida del

⁶ Noise equivalent power

detector sin señal, la cual origina a partir de la agitación térmica y la radiación óptica granularidad. Este flujo óptico Φ_{NEP} es denominado *flujo de ruido equivalente*. Para que las señales $R_V\Phi$ ó $R_i\Phi$ sean útiles deben ser más grandes que este nivel de ruido ($\Phi_{NEP} R_V$ ó $\Phi_{NEP} R_i$).

3.1.4 Diferencia de temperatura de ruido equivalente

Muchos fabricantes de detectores evalúan sus detectores usando la diferencia de temperatura de ruido equivalente (NETD⁷) en vez de NEP. La NETD corresponde al cambio en la temperatura de un gran cuerpo negro (es decir un emisor perfecto de radiación infrarroja) en la escena observada, causando un cambio en la razón de señal a ruido de una unidad en la salida del detector. La NETD depende del número F, de la óptica y el tamaño del píxel. El número F de un lente es dado por su distancia focal ,dividido por su diámetro efectivo de apertura. Por ejemplo, si la distancia focal es de 10mm y la apertura del lente es de 50mm, la lente se dice que es F/5.

3.1.5 Detectividad D y D*

La detectividad D es también un parámetro usado ampliamente para especificar detectores. Es dada por:

$$D = \frac{1}{F_{NEP}} \quad (3.5)$$

Para obtener una razonable relación de señal a ruido, D debe ser alta. La detectividad depende de muchos parámetros: contenido y modulación espectral de la radiación incidente, ancho de banda del sistema receptor, temperatura del detector y área de la superficie sensitiva. Para comparar varios detectores la detectividad D* es introducida. En efecto es la detectividad D escalada por unidad del área sensitiva del detector y por unidad del ancho de banda. Las unidades de D* son $W^{-1} cm Hz^{1/2}$.

3.1.6 Mínima diferencia de temperatura resoluble

La mínima diferencia de temperatura resoluble (MRTD⁸) es otro parámetro usado para caracterizar un detector ó un sistema de imágenes térmicas. Es definido como la más

⁷ Noise equivalent temperature difference

⁸ Minimum Resolvable Temperature Difference

pequeña diferencia de temperatura observable por un operador cuando el objetivo es constituido por un patrón de barras repetitivo sobre un fondo uniforme (generalmente un patrón de cuatro barras). La ganancia y el offset (rango térmico y nivel de configuración de cámaras infrarrojas) pueden ser ajustados con su mejor configuración para obtener el valor mínimo de MRTD, que es en general, del orden de 0.1 a 0.2 K.

3.1.7 Función de Distribución de línea y Función Respuesta de rendija

Otra importante característica es la función de distribución de línea (LSF⁹), la cual permite evaluar la calidad geométrica de un detector (ó de una cámara). La LSF mide la capacidad del detector para reproducir correctamente las frecuencias espaciales que constituyen el objeto observado. La LSF especifica la resolución espacial del detector; esta figura de merito determina como será reproducido un patrón de seno de una frecuencia espacial dada. Al conocerse la LSF, la imagen original puede ser restaurada dividiendo (si no es cero) su transformada de Fourier por la LSF del detector expresada en el dominio de frecuencia:

$$\text{imagen registrada} \sim \text{LSF} * \text{imagen original} \quad (3.6)$$

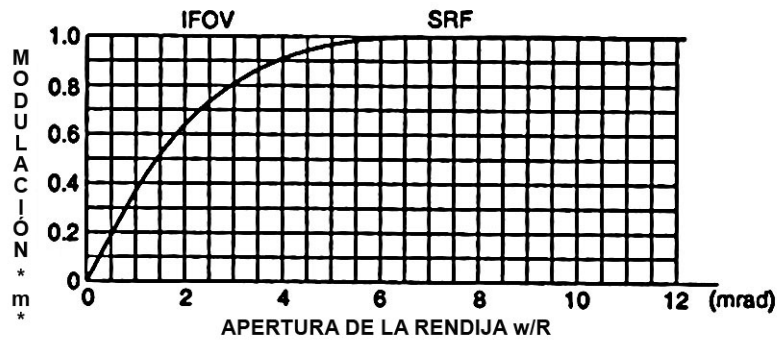
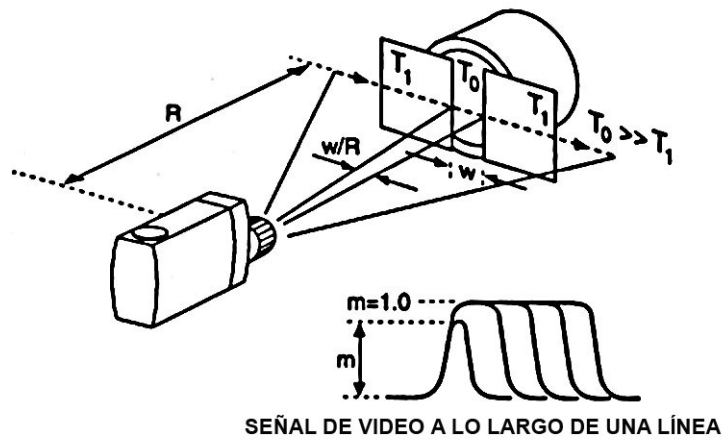
Donde $*$ es el operador de convolución. Obviamente, detrás de establecer la LSF, el problema principal en usar esta relación proviene de las altas fluctuaciones obtenidas cuando la división ocurre con valores pequeños.

Para sistemas infrarrojos, es importante conocer la resolución espacial mínima que produce una señal lo suficientemente fuerte para obtener una medida representativa. Al respecto, la función respuesta de rendija (SRF¹⁰) puede ser medida. Se ha propuesto [5] un método simple para derivar la SRF (Figura 3.2). Una rendija de ancho variable w es colocada a una distancia R del detector. Posteriormente, un objeto más caliente que el fondo es colocado detrás de la rendija. La forma de la señal a lo largo de una línea es registrada. Una rendija muy ancha produce un perfil con forma de meseta. La amplitud A de la meseta corresponde a una modulación m del 100%; esto es el máximo contraste térmico. La rendija con ancho w es reducida entonces y el nuevo pico con altura normalizada A da el correspondiente factor m . Esta técnica permite graficar la curva de SRF.

⁹ Line Spread Function

¹⁰ Slit Response Function

Figura 3.2 Simple procedimiento para obtener experimentalmente la SRF



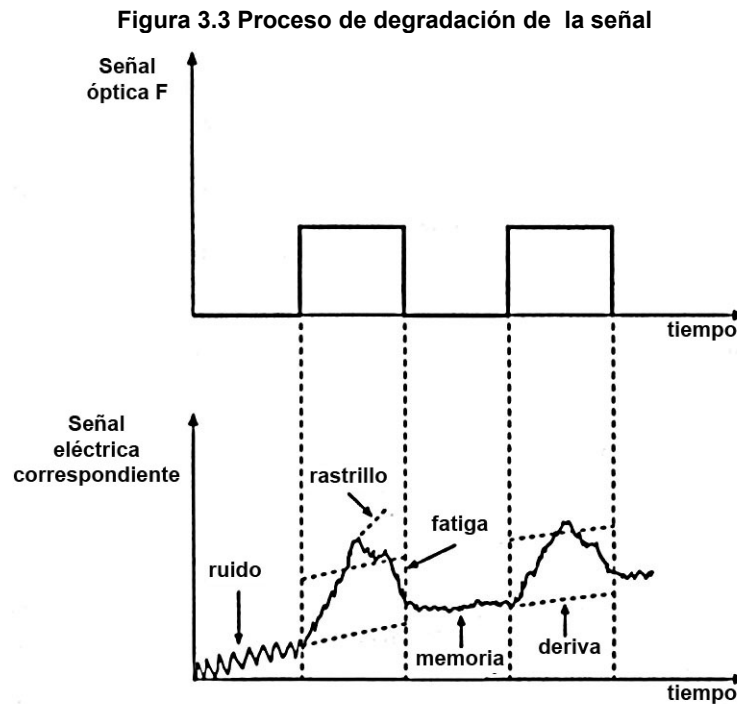
Fuente: [5]

3.2 DEGRADACIÓN DE LA SEÑAL

Desafortunadamente la señal eléctrica producida por el detector no siempre reproduce la señal fotónica con fidelidad. Además de las características mencionadas anteriormente (R_v , R_i , F_c , NEP , D , D^* , $MRTD$, LSF , SRF), hay otros fenómenos que pueden degenerar la señal eléctrica: degradación de una señal, envejecimiento y ruido. La degradación causa que la señal fluctúe a muy bajas frecuencias alrededor de un valor promedio. Esta depende de factores externos tales como la temperatura del sistema y variaciones del flujo.

El envejecimiento de un detector causa fatiga, memoria y entrenamiento. Este fenómeno es particularmente evidente en cámaras de vigilancia de tubo piroeléctrico, las cuales continuamente observan una escena con un fondo estático. Después de

algunos cientos de horas de operación, el fondo es esencialmente frío. El ruido es otra importante característica de degradación, la cual depende de la naturaleza granular de los fotones y átomos y de la agitación térmica de las partículas. La figura 3.3 bosqueja estos procesos de degradación para una señal óptica cuadrada incidente.



Fuente: [1]

3.2.1 Ruido

El ruido es un tema muy extenso, existen libros enteros que lo estudian. Se limitara el contenido únicamente a *ruido electrónico*, el cual ocurre comúnmente en cualquier sistema de imágenes térmicas o en detectores infrarrojos. Sin embargo existen otras clases de ruido que pueden tener relevancia; *el ruido óptico*: fluctuaciones de la radiación incidente; ruido por calentamiento ó iluminación: ruido presente en dispositivos estimulantes usados en termografía activa; ruido ambiental: interferencia electromagnética inducida en el detector, el cableado y en amplificadores por las líneas de potencia y por la emisión de radio y TV, también por maquinaria pesada. Otra particularmente forma molesta de ruido presente en termografía activa es el *ruido estructural*, causado por la variabilidad aleatoria de las propiedades termofísicas del material bajo observación (tales como la conductividad eléctrica), que puede inducir

respuestas falsas de la muestra bajo estimulación térmica, debido al proceso de transferencia de calor. Estas variaciones causan fluctuaciones de las señales térmicas registradas que no se relacionan con la presencia de un defecto superficial.

3.2.2 Ruido de disparo

El ruido de disparo es causado por la llegada aleatoria de fotones en la radiación incidente. El ruido de disparo es el límite final para la detección de la radiación. Cuando la iluminación es baja o se encuentra ausente, el ruido es principalmente térmico; es posible determinar la primera componente del ruido simplemente reduciendo la radiación incidente que causa el ruido de disparo.

3.2.3 Ruido térmico o de Johnson

El ruido térmico o de Johnson es causado por el movimiento aleatorio de los electrones en materiales resistivos. Esas fluctuaciones están dadas por

$$i_T = \sqrt{\frac{4KT B}{R}} \quad (3.7)$$

donde $K=1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del detector (Kelvin), R la carga resistiva y B el ancho de banda del detector. A partir de esta ecuación se ve que el ruido térmico se disminuye enfriando el detector. Esta es la razón por la cual algunos detectores deben enfriarse para alcanzar un desempeño aceptable.

3.2.4 Ruido Flicker o 1/f

El ruido Flicker o 1/f es diferente del ruido de disparo o del ruido Jonson, este último es ruido blanco independiente de la frecuencia, en el sentido de que este depende de la frecuencia de observación tanto como $1/f^n$; donde f es la frecuencia de la señal y n está típicamente entre 0.9 y 1.35. Por consiguiente, al reducir la frecuencia de observación para el ancho de banda de la señal, el ruido 1/f se aminora. El ruido Flicker es causado por la captura de portadores de carga cerca de la superficie sensitiva de los detectores de semiconductores.

3.3 DETECTORES TÉRMICOS

En los detectores térmicos, la radiación incidente calienta la superficie afectando las propiedades del material por ejemplo la conductividad eléctrica, presentando a su vez variaciones en la señal de salida. Una característica específica de los detectores térmicos es que la respuesta es independiente de la longitud de onda. Así, si una banda específica de longitudes de ondas es anhelada para una aplicación dada, un filtro de interferencia que rechaza las radiaciones indeseadas tendrá que colocarse en frente del detector para restringir la respuesta.

El límite de la sensibilidad de los detectores térmicos es suministrada por la conductividad efectiva G_R , que es dada por:

$$G_R = 4\sigma T^3 A \quad (3.8)$$

donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ es la constante de Stefan-Boltzmann, T es la temperatura del detector y A es el área sensitiva del detector. El límite de la detectividad es :

$$D^* = \sqrt{\frac{A}{4kT^2G}} \quad (3.9)$$

donde k ($\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) es la conductividad térmica y G es el límite de G_R . Teóricamente , se puede obtener $D^*=1.8 \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ con un detector térmico. En la práctica, otros factores limitan las características del detector.

3.3.1 Bolómetros

Para los bolómetros, tales como los termistores, la propiedad física que se ve afectada es la conductividad eléctrica. Por consiguiente, una corriente debe atravesar el elemento para la generación de señal. Por ejemplo, un puente circuital se puede usar para la recuperación de la señal. Sin embargo, podría notarse que esta corriente tiene sus propias fluctuaciones, añadidas al ruido del detector. Una de las principales desventajas de los bolómetros es su lento tiempo de respuesta ($\tau \sim 1$ a 100 ms), lo que restringe su uso para procesos de variación muy lentos. La figura de mérito de los bolómetros es el coeficiente α_{tc} , definido como:

$$\alpha_{tc} = \frac{1}{R_b} \frac{dR_b}{dT} \quad (3.10)$$

El valor de este coeficiente puede ser positivo o negativo, dependiendo del mecanismo de conducción que se lleva a cabo en el material de interés. Los valores típicos son $0.1\% K^{-1}$ para metales, 1 a $10\% K^{-1}$ para semiconductores, y valores bastante altos para superconductores. Recientemente arreglos de microbolómetros han abierto un nuevo rango de imágenes infrarrojas.

Una franja de platino ennegrecido es uno de los detectores térmicos más precisos. El ennegrecido de la superficie incrementa la emisividad y permite una gran eficiencia de conversión. Este negreado puede ser hecho con carbonilla desde una flama candente. La emisividad con valores entre 0 (para espejos perfectos) y 1 (para emisores perfectos o cuerpos negros) es una propiedad relativa a la emisión o absorción de la energía. Un cuerpo negro emite (o absorbe) idealmente; un espejo perfecto refleja la radiación incidente. Esto explica el color negro de los aisladores térmicos anonizados (la alta emisividad permite una mejor disipación de la radiación).

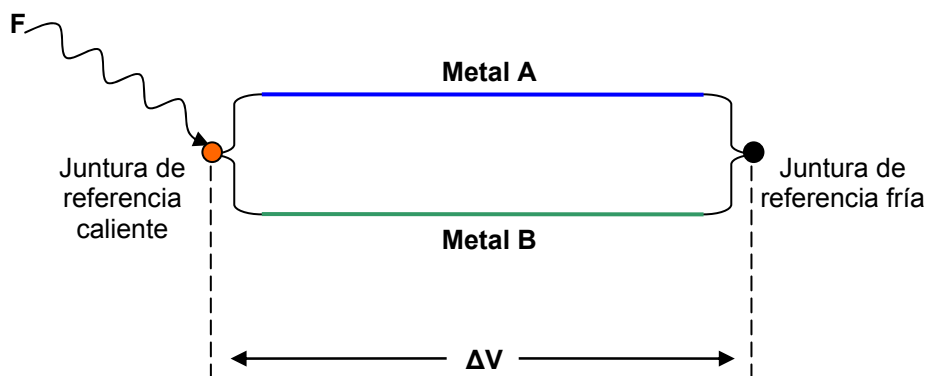
3.3.2 Termocuplas

Las termopilas y las termocuplas generan una diferencia de voltaje por medio del efecto Thompson. Las termocuplas son hechas de dos materiales diferentes A y B , conectados por dos uniones, una unión fría es la referencia y la otra unión caliente es la de medición (figura 3.4). La diferencia de voltaje ΔV entre estas uniones es una función de la diferencia de temperatura entre ellas conduciendo a la posible medición de temperatura.

Las termopilas son construidas a partir de varias termocuplas conectadas en serie o en paralelo. La conexión serial incrementa tanto la amplitud de la señal como la impedancia, facilitando la conexión con los preamplificadores. Las áreas de superficies sensitivas son de alrededor 50 mm^2 y la constante de tiempo τ es de unos pocos cientos de milisegundos. Debido a su bajo costo, las termocuplas se destacan en muchos entornos de NDE¹¹. Los problemas principales son la necesidad de un contacto para medir y el limitado número de puntos medibles. Además, las configuraciones desordenadas de alambre se incrementan rápidamente con el número de termocuplas involucradas.

¹¹ Non Destructive Evaluation

Figura 3.4 Principio de operación de una termocupla



Fuente: Los autores

3.3.3 Detectores neumáticos

En los detectores neumáticos la señal es dada por la medición de las variaciones de presión de un volumen de gas dado. Estos detectores son constituidos por dos cámaras, C_A y C_B , separadas por una membrana M . La radiación incidente induce el calentamiento del elemento A , causando así, una expansión en la cámara C_A y la dilatación de la membrana M . El desplazamiento es registrado mediante un esquema óptico o capacitivo. Tales dispositivos se usan sobre todo en aplicaciones investigativas.

3.3.4 Detectores Piroeléctricos

La piroelectricidad es definida como la propiedad de ciertos cristales para producir un estado de polarización eléctrica debido a un cambio en la temperatura. Una extensa clase de detectores térmicos son los detectores piroeléctricos, para los que la temperatura de curie ocurre, es decir, la temperatura detrás de la cual existe una magnetización espontánea en la ausencia de un campo magnético externo aplicado. Las cargas eléctricas son generadas por la absorción de la radiación incidente (calentamiento): un cambio en la temperatura del detector genera una variación transitoria en la carga de la superficie, causando una corriente transitoria asequible para la medición. Los detectores piroeléctricos son sensibles únicamente a las variaciones de temperatura, por ello, es necesaria la modulación de la radiación incidente para mantener una señal de salida. Esta complejidad añadida es una desventaja severa. Una característica de los detectores piroeléctricos es el coeficiente

piroeléctrico p , definido como el gradiente de la polarización del material P versus la temperatura T :

$$p = \frac{dP}{dT} \quad (3.11)$$

Este efecto puede ser mejorado con la aplicación de un campo eléctrico de polarización, se le denomina como *efecto piroeléctrico de campo mejorado* ó *efecto del bolómetro ferroeléctrico*. En tal caso, p es:

$$p = p_0 + \int_0^E \frac{\partial \epsilon_{dp}}{\partial T} dE \quad (3.12)$$

Donde p_0 es el coeficiente piroeléctrico sin polarización, ϵ_{dp} la permitividad eléctrica y E el campo eléctrico aplicado. Los elementos piroeléctricos pueden usarse como detectores de punto o imagen.

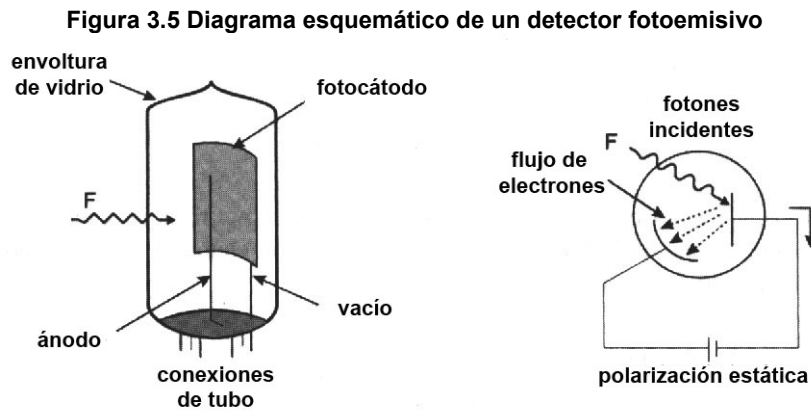
3.3.5 Cristales Líquidos

Los cristales líquidos son esteres de colesterol los cuales, bajo un efecto de temperatura, cambian la orientación y reflejan la luz coloreada desde el rojo al violeta, cuando se ilumina con luz blanca. Dependiendo de su composición, puede obtenerse 0.01°C de resolución. Tiene la ventaja de no ser caro, son sensitivos a las suaves variaciones térmicas y hacen posible la medida superficial. El principal problema es la medición de contacto, el intervalo restringido de sensibilidad y la necesidad de limpiar después de la medición para remover los cristales.

3.4 DETECTORES FOTÓNICOS

En estos detectores la señal es obtenida por medio de la medida directa de la excitación generada por los fotones incidentes. Calentar la superficie sensitiva es innecesario. Los detectores fotónicos se clasifican en dos tipos: fotoemisivos y cuánticos (fotoeléctricos, fotovoltaicos, ó fotoconductores).

3.4.1 Detectores fotónicos fotoemisivos



Fuente: [2]

En los detectores fotónicos fotoemisivos, la señal observada está constituida por la medida del flujo electrónico (medida de la corriente i) que se desliza afuera del fotocátodo bajo el efecto de los fotones incidentes y de la polarización estática (figura 3.5). La sensibilidad espectral depende de las propiedades del material usado para el fotocátodo, como de la envolvente exterior de transmisión infrarroja (transmitancia). Los valores típicos se abarcan desde el UV al infrarrojo cercano: 0.2 a 1 μm . Los detectores fotoemisivos de estado sólido también son posibles.

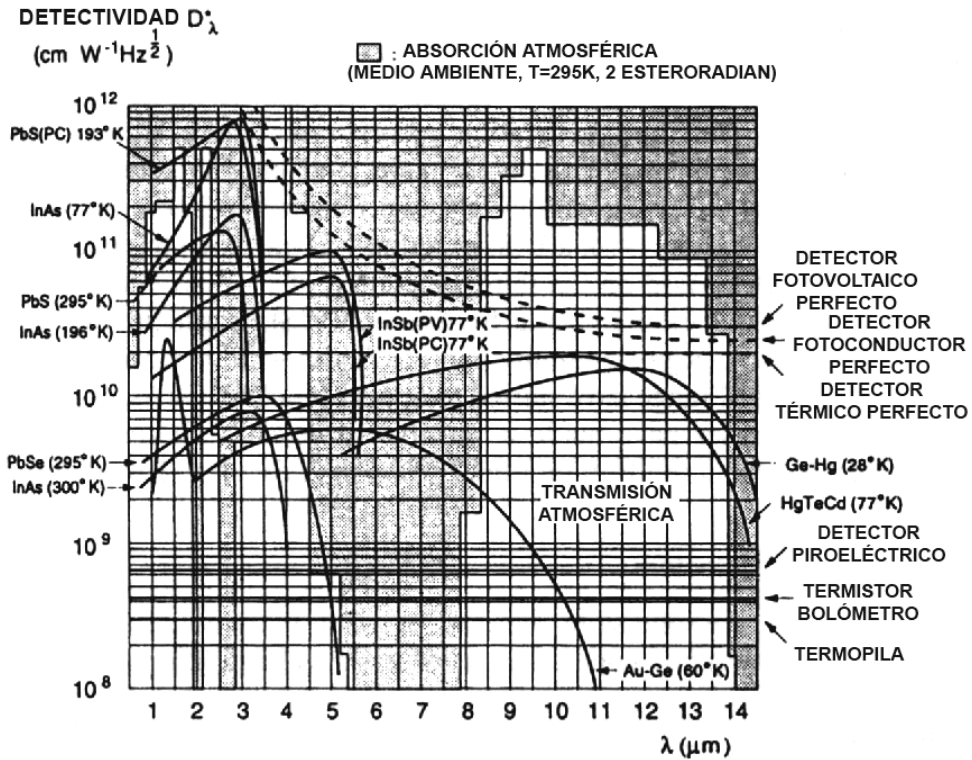
En los *tubos fotomultiplicadores* (también llamados *tubos intensificadores de imagen*) los electrones son acelerados y multiplicados por una segunda emisión usando unas placas internas denominadas *dínodos*. Factores multiplicativos de 10^5 a 10^7 pueden obtenerse para tubos de 10 fases. Estos detectores son puntuales, aunque existen tubos transformadores de imágenes que son hechos para dicho uso, por ejemplo, un intensificador de imagen de visión nocturna para militares y agencias del gobierno (en algunas aplicaciones, los *dínodos* son reemplazados por fotodiodos o fotodiodos de avalancha).

3.4.2 Detectores Cuánticos

Los detectores cuánticos son detectores de estado sólido en los cuales las interacciones de los fotones cambian la conductividad (fotoconductor) ó generan voltaje (fotoeléctricas, también llamadas fotovoltaicas). Puesto que el fenómeno del

calentamiento no es necesario, el tiempo de respuesta es más corto mientras la estructura de estado sólido los hace confiables, compactos y robustos. Por consiguiente son bastante populares.

Figura 3.6 Curvas de detectividad espectral para detectores infrarrojos; la absorción atmosférica también es indicada



Fuente: [6]

En los detectores fotoconductoras una corriente externa es necesaria para medir el cambio de la conductividad mientras que los detectores fotoeléctricos (fotovoltaicos) actúan como un generador de potencia, suministrando una señal sin necesidad de polarización. Puesto que la corriente polarizada es necesaria para los detectores fotoconductores, baterías alcalinas de alta capacidad de carga pueden usarse para inducir una mínima ondulación y un mínimo ruido. Esto es esencial para almacenar resultados estables. En esta medida, dado que los detectores fotovoltaicos suministran señal por ellos mismos, son muchos más atractivos que los fotoconductores, requiriendo menor complejidad en los circuitos lectores. Los materiales comunes usados en la fotoelectricidad (fotodiodos y fototransistores) son el Si, InAs, InSb y el HgCdTe.

La figura 3.6 presenta las curvas de detectividad espectral de los detectores más comunes. Sobre estas curvas, un sutil corte es observado a grandes longitudes de

onda. Esto puede explicar el por qué de la presencia de diferentes niveles de energía dentro de la estructura atómica. A baja energía (nivel de valencia) los electrones permanecen cerca del núcleo. Si la energía suficiente es suministrada a los electrones, ellos atravesarán la banda prohibida, liberándolos de la atracción del núcleo y habilitándolos para participar en una corriente eléctrica. A grandes longitudes de onda los fotones transmiten menos energía a los electrones. Por consiguiente los electrones no pueden atravesar la banda prohibida y permanecen así en la banda de valencia, esto por supuesto causa un sutil corte en las curvas de detectividad espectral. A pequeñas longitudes de onda, los fotones tienen más energía; ellos penetran profundamente en el sustrato, pasando a través de áreas sensitivas del semiconductor sin interacción alguna. Esto causa una pérdida gradual de detectividad, que es también observada en la Figura 3.6.

3.5 DISPOSITIVOS PARA LA OBTENCIÓN DE IMÁGENES INFRARROJAS

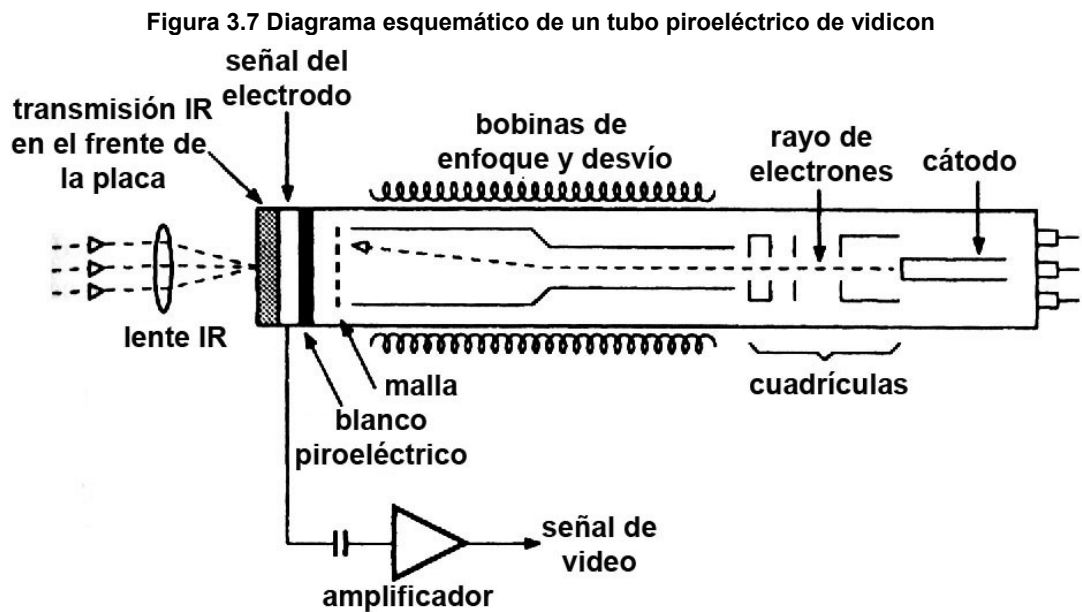
Los detectores conllevan en sí mismos, y sin la introducción de operaciones mecánicas de escaneo, aplicaciones para la obtención de imágenes; esto es: la producción de un arreglo de puntos (llamados *píxeles*), ya sea en una dimensión (un arreglo lineal) ó en dos dimensiones (por ejemplo la generación de imágenes para TV). Aunque las películas infrarrojas (como los cristales líquidos) hechas a partir de específicos tintes sensitivos en el rango de 1 a 3 μm son disponibles, estas no son realmente de práctico uso en NDT¹², donde la obtención de imágenes en tiempo real es preferida.

En las aplicaciones de imágenes la salida del dispositivo detector produce una imagen de una o dos dimensiones. Existen dos procesos principales en la formación de la imagen: formación directa (ya sea con un arreglo de detectores, un detector piroeléctrico ó una película infrarroja) ó usando un solo detector asociado con un escaneo electromecánico de la escena. El último principio, es usado en los radiómetros infrarrojos.

¹² Non Destructive Testing

3.5.1 Detectores piroeléctricos

Antes de 1960, el primer producto comercial infrarrojo exitoso se basaba en detectores piroeléctricos (tubos de vidicon y elementos piroeléctricos individuales). La mayor ventaja de este tipo de detector es el modo de operación a temperatura ambiente o cercana a la ambiente.



Fuente; [1]

Los tubos piroeléctricos son detectores térmicos donde la señal es proporcional a la energía absorbida. Para ciertos materiales de cristales ferroeléctricos como el TGS¹³ que tiene un alto coeficiente piroeléctrico p , el calentamiento o enfriamiento de una parte del cristal crea una acumulación de cargas. Este es el efecto piroeléctrico, que resulta en un cambio de polarización.

Los tubos piroeléctricos son similares a la cámara de vidicon estándar de TV excepto por la lámina frontal y el material del blanco (Figura 3.7). Como la imagen infrarroja colisiona sobre el blanco piroeléctrico, una distribución de temperatura y a su vez, una distribución de carga aparece sobre el material piroeléctrico. El rayo electrónico escanea este material y pueden suceder dos eventos: si ninguna radiación es absorbida en el lugar escaneado, no habrá carga (no hay polarización) y el rayo

¹³ Triglycine Sulfate

electrónico será redirigido hacia la malla. Por el contrario, si la radiación fue absorbida, la carga se acumula, permitiendo que el rayo electrónico alcance el electrodo y cause una corriente. Como el rayo electrónico es escaneado sobre la superficie, la señal de video aparece a la salida del tubo.

Dado que las cargas son liberadas únicamente cuando la temperatura del material piroeléctrico varía, tales tubos piroeléctricos no pueden producir imágenes de escenas estáticas. Si una sola parte de la escena es móvil, una aeronave volando, por ejemplo, sería observada la parte móvil únicamente. Este efecto puede usarse como beneficio en ciertas aplicaciones, tales como la detección de fuego, donde solo la rápida variación de la temperatura de las flamas es vista. Otro uso puede ser la inspección no destructiva de partes que se mueven sobre una banda transportadora. Si este efecto es indeseado, la cámara puede ser lavada o la radiación puede ser modulada mediante un dispositivo mecánico. El lavado de la cámara tiene la ventaja de ser simple y confiable puesto que, excepto por el mecanismo de lavado, ninguna parte es movida. En el modo donde la radiación es modulada, una hélice rotando es montada en frente del tubo cortando la escena durante un campo, causando el enfriamiento del blanco; entonces se produce una imagen negativa. Cuando el blanco es expuesto otra vez, la distribución de la radiación calienta el material piroeléctrico y se reforma la imagen positiva. Aunque se produce una señal continuamente, no puede mostrarse de esta forma puesto que esta formada de campos alternativos y causaría un masivo titileo del campo positivo (útil). La electrónica especial permite sobrellevar este problema mostrando la imagen positiva y la imagen negativa invertida.

El material piroeléctrico absorbe la radiación uniformemente sobre un espectro de longitudes de onda de banda ancha; por consiguiente, la sensibilidad del tubo es determinada principalmente por el material de la ventana de entrada. El germanio (3 a 5 y 7 a 20 μm) y el seleniuro de zinc (ZnSe) (0.6 a 20 μm) son los materiales más comúnmente usados para ventanas del tubo.

Aunque el rango dinámico es pequeño (30 dB), la linealidad es pobre (menor lectura efectiva del rayo dirigido hacia el borde del blanco) y el lapso de vida es restringida (típicamente, 10,000 horas: 13 meses a 24h/día). El hecho de que los materiales piroeléctricos son piezoeléctricos exige un cuidadoso diseño mecánico para evitar ruido microfónico, que podría resultar de la vibración excesiva del blanco; los tubos piroeléctricos son atractivos puesto que no necesitan enfriamiento, consumen baja

potencia, de bajo costo y no se limitan a un formato de imagen fija, como en el caso de un arreglo de detectores (alternando la tasa de escaneo del rayo electrónico para satisfacer la obtención de otro formato de video).

Recientemente, nuevos desarrollos en detectores han hecho posible producir arreglos piroeléctricos de estado sólido. Estos arreglos bidimensionales son hechos de películas delgadas de cerámica ferroeléctrica. Que ofrecen alta detectividad y produce lento escaneo de imágenes (1Hz) sin la necesidad de enfriamiento. Dentro de las aplicaciones están: consumidores de productos de bajo costo para la detección de flamas, detección del calor emitido por objetos calidos como las personas (detección de intrusos), termografía médica y monitoreo de transporte. Entre las ventajas de estos chips monolíticos de cerámica piroeléctrica están; la rugosidad (respecto a la frágil envoltura de vidrio de los tubos piroeléctricos), fácil de operar (no son necesarios altos voltajes) y tamaño reducido. Para estos arreglos piroeléctricos, las variaciones de receptividad elemento a elemento son comúnmente menores del 10%. La medida de la temperatura absoluta requiere entonces de calibración individual de cada elemento, los cuales degradan consideradamente el tiempo de adquisición de la imagen.

Los materiales ferroeléctricos pueden ser usados en dos modos: modo piroeléctrico o modo dieléctrico. El modo más convencional es el piroeléctrico, en el cual la señal original representa el cambio de la polarización debido al calentamiento del detector por la radiación incidente. En el modo dieléctrico, un cambio en la permitividad con la temperatura es utilizado: este cambio de permitividad es sentido como un cambio en el voltaje a través del detector después de que una apropiada polarización ha sido aplicada. La desventaja del modelo dieléctrico de operación es la necesidad para estabilizar la temperatura del detector. Una mejor resolución espacial puede ser obtenida para los detectores piroeléctricos de imagen formando una red en la superficie del detector para reducir la dispersión lateral del calor. Esto puede ser hecho mecanizando un patrón de rayo iónico de bosquecillos a una profundidad de 30 a 40 μm sobre el blanco piroeléctrico.

En el infrarrojo cualitativo de la evaluación no destructiva, las cámaras infrarrojas piroeléctricas pueden ser una excelente elección. Las medidas cuantitativas también son posibles. En algunas configuraciones la hélice rotante, que es una superficie altamente emisiva, suministra una conocida referencia de temperatura con la cual la

temperatura de la escena puede ser determinada. La medida de la temperatura de la hélice es llevada a cabo indirectamente por el monitoreo de la señal de un único elemento piroeléctrico, la señal causada por un pequeño blanco de cuerpo negro visto a través de la hélice. La temperatura del cuerpo negro es ajustada por medio de un dispositivo Peltier tal que ninguna diferencia de temperatura entre la hélice y el cuerpo negro se observe. La temperatura del cuerpo negro se mide usando un termistor.

3.5.2 FPA's¹⁴ infrarrojos

En los años setenta un nuevo tipo de dispositivo para la obtención de imágenes comenzó a aparecer y a revolucionar la comunidad infrarroja: arreglos infrarrojos de dimensiones grandes simplificaron la construcción de la cámara infrarroja. Usando esta tecnología, todo lo necesario para construir una cámara infrarroja es la óptica, el arreglo de plano focal (FPA), la electrónica asociada y para algunas tecnologías de detectores, una unidad de refrigeración. Similarmente a los CCDs de video convencional, estos chips no requieren mecanismo alguno de escaneo (sin movimiento de partes) para formar la imagen y son de menos estorbo y fragilidad que los tubos piroeléctricos. Las señales de video son obtenidas directamente con la lectora electrónica del chip. Una variedad de tecnologías ha surgido, además de los arreglos piroeléctricos y dieléctricos existen los de barrera Schottky, de superlattice, intrínsecos, los de tecnología del plano Z y los arreglos de microbolómetros.

3.5.2.1 Detectores de barrera Schottky

Este tipo de detector fue propuesto en 1973 por Shepherd y Yang. Dado que, los grandes arreglos (512 x 512) han sido introducidos comercialmente por muchas compañías, las cámaras infrarrojas también son fabricadas como grandes arreglos unidimensionales por ejemplo de 1024 x 1. En este diseño, el escaneo horizontal es hecho electrónicamente en el plano del detector, mientras el escaneo vertical es almacenado por medios optomecánicos, movimientos horizontales de la cámara, ó desplazamiento de la escena (partes que se mueven sobre una banda transportadora ó una operación de subida por el aire).

Los tipos más comunes son los detectores de Siliciuro de Platino (PtSi) operando en el modo fotoemisivo con banda de 3 a 5 μm (frecuencia de corte: 5.6 μm); El GaSi

¹⁴ Focal Plane Arrays

también es disponible (en las bandas de 8 a 14 y 8 a 16 μm). Los detectores de PtSi son fabricados muchas veces con un espejo de aluminio sobre el área sensitiva mientras son iluminados desde la parte posterior. El espejo realza la receptividad del PtSi pero restringe la respuesta a longitudes de onda que sean mayores de 1 μm debido a la absorción del silicio. Con respecto a los detectores fotónicos intrínsecos tales como el InSb, la eficiencia cuántica del PtSi es más bien pequeña (10% vs. 85% para los detectores fotónicos intrínsecos).

El diseño es generalmente similar a las CCDs de video tanto en almacenamiento como en circuitos lectores. La radiación induce cargas que son almacenadas en una capa aislante en forma de condensador, estas son transferidas al elemento vecino que este bajo el efecto de un campo eléctrico. Las cargas almacenadas son luego transferidas de esta forma por el elemento hasta la salida del arreglo donde la señal es accesible; un reloj de multifase (dos o tres fases) efectúa dicho proceso de transferencia. La señal de video es generada mediante el escaneo secuencial de todas las filas en el arreglo y la multiplexación de cada fila. En grandes arreglos (512 x 512), para una tasa compatible con la señal de TV, un reloj con más de 8 MHz es necesario para leer todos los detectores durante un frame. El factor de relleno es mejorado considerablemente (por encima del 90%) si los circuitos lectores están localizados bajo el arreglo de detectores.

Los dispositivos de inyección de carga (CIDs) también son usados en las FPAs. Los dispositivos CIDs son similares a las CCDs, sin embargo la generación de la señal de video es diferente. En los detectores CID, la señal de video es constituida por la corriente del sustrato, causada por la inyección de carga (en vez de la transferencia de carga como en la CCD). Esta corriente es proporcional a los fotones recibidos. Los detectores CID son menos propensos al blanqueamiento; además, durante la lectura (después del intervalo de acumulación) las cargas son menos afectadas por la radiación y debido al modo de escritura de direcciones, la lectura individual de las celdas es posible.

El PtSi es el detector de barrera Schottky más desarrollado; su principal desventaja es la necesidad de refrigeración a 77 K. Otros arreglos metálicos con silicio han sido hechos para operar a grandes longitudes de onda; entre estos, IrSi, NiSi y CoSi_2 son apropiados para aplicaciones de imágenes. El Siliciuro de Iridio (IrSi) ha sido reportado

con una longitud de onda de corte de 7.3 μm a 62 K y 9.6 μm a 40 K, 10.7 μm si el detector esta polarizado. Los arreglos de IrSi son más difíciles de fabricar puesto que las impurezas tienen una fuerte influencia sobre el rendimiento. La refrigeración por debajo de 60 K es también un problema para la tecnología del silicio, dado que el almacenamiento de las cargas es dificultoso a bajas temperaturas.

3.5.2.2 Superlattices

En los arreglos de superlattice de detectores, las capas alternas de diferentes semiconductores de varios grosores permiten sintonizar la longitud de onda de la radiación que será absorbida. La fotoconducción toma lugar en un estrecho rango de longitudes de onda, una de las más interesantes tecnologías es el GaAs/GaAlAs. Las frecuencias de corte típicas están entre 6 y 11 μm , con detectividades $D^* \sim 10^{10}$ a 10^{11} $\text{cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ con refrigeración adecuada entre 50 y 70 K. Otras composiciones han sido presentadas, tales como el InAsSb-InSb y el InAs-GaInSb. El potencial de esta tecnología se involucra notablemente con el futuro, especialmente con la posibilidad de desarrollo en el silicio con la detección de capas de superlattice que contienen los circuitos lectores. Los detectores de InGaAs operan en la banda de 0.8 a 2.6 μm con importantes aplicaciones en espectroscopia para la determinación en tiempo real de la composición química, en vigilancia y en telecomunicaciones de fibra óptica (particularmente de 1.3 a 1.55 μm). Una de las ventajas del InGaAs es la operación a la temperatura del lugar (para detectores intrínsecos).

3.5.2.3 Detectores fotónicos intrínsecos

Estos detectores son, en efecto, arreglos de detectores fotoconductorivos o fotoeléctricos (fotovoltaicos). Los detectores fotoeléctricos son más útiles dado que generan cargas espontáneamente bajo iluminación por radiación incidente. Las generaciones de carga térmica debidas a las impurezas en el material degradan la señal, principalmente a causa del proceso Shockley-Reed y el proceso Auger (cargas generadas a través de la ionización por impacto de los portadores cuya energía excede la banda prohibida). El refinamiento en el proceso de fabricación puede mejorar estos aspectos.

Como en el caso del detector de superlattice, la tecnología híbrida donde las capas de detectores son fabricadas separadamente y luego mezclados o pegados sobre circuitos lectores de silicio, son atractivos puesto que el proceso con el silicio está muy bien establecido en los procesos de fabricación. Tales arreglos híbridos son fabricados

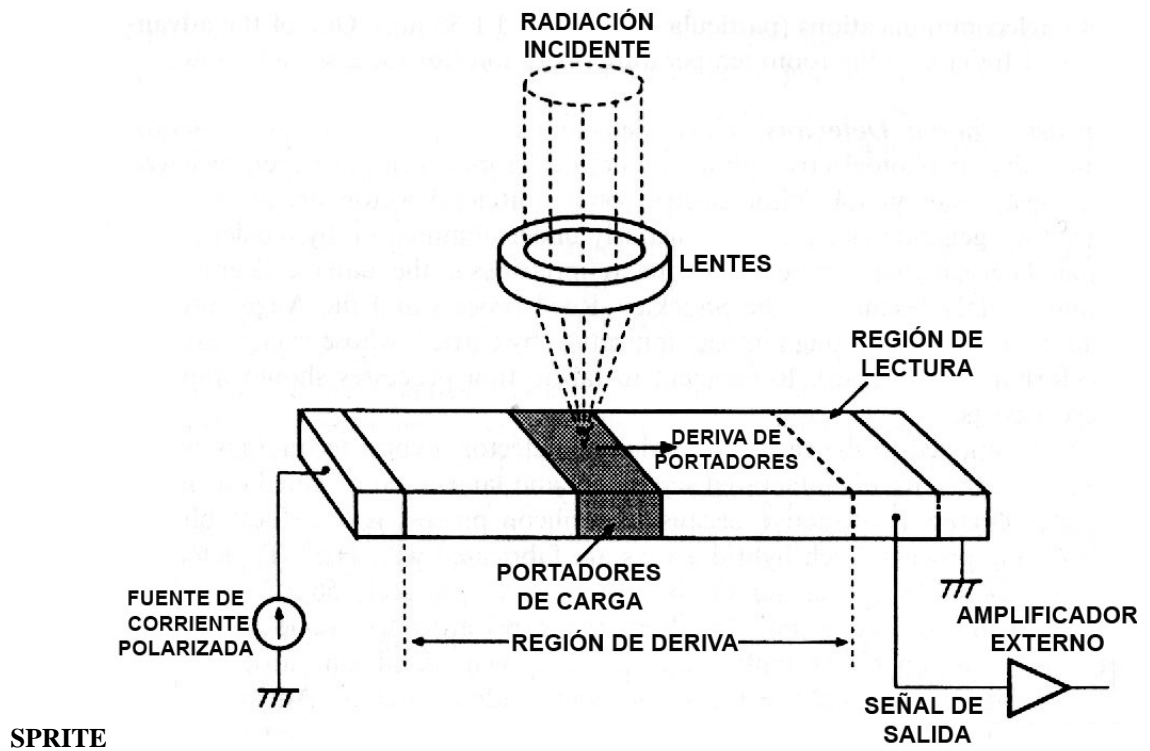
con detectores HgCdTe de tamaño 128 x 128 para la banda de 8 a 12 μm y 256 x 256 para la banda de 3 a 5 μm . Una técnica de fabricación alternativa es incrementar las celdas HgCdTe sobre los búferes de GaAs, ellos mismos se incrementan sobre el sustrato de silicio que contiene los transistores preamplificadores bipolares y circuitos lectores. Las ventajas de esta configuración monolítica incluyen una mejora en la uniformidad, reducción del ruido $1/f$, operación a altas temperaturas y aislamiento térmico alto, el cual es esencial para obtener un funcionamiento electro óptico alto. Los HgCdTe, InSb, PbSnTe y el InGaAs son los tipos más comunes de detectores intrínsecos, con nuevas composiciones como el HgMnTe y el HgZnTe. El HgCdTe y su extensión, SPRITE¹⁵ (procesamiento de señal en el elemento), permanece entre la mayoría de los detectores. El SPRITE es hecho de una banda de HgCdTe montada sobre un sustrato como el zafiro y es refrigerado a temperaturas criogénicas (figura 3.8). El eje largo esta en la dirección del escaneo y la banda se encuentra polarizada de tal forma que la velocidad de deriva del portador corresponde a la velocidad de escaneo sobre la imagen. Como un punto en la imagen se mueve a lo largo de la banda, los portadores de carga le inducen movimiento y la carga acumulada son leídas al final de la banda. Por consiguiente, la principal ventaja del SPRITE es que la señal es integrada sobre el plano focal por medio del mismo detector, así reduce el nivel de ruido y las consideraciones de sincronización. Si el SPRITE es usado y es entonces leído serialmente, la misma tasa de escaneo de un solo detector se mantiene. Sin embargo, si varios SPRITES son apilados en paralelo, la velocidad de escaneo se reduce puesto que muchas filas pueden ser integradas simultáneamente.

3.5.2.4 Tecnología del Plano-Z

Esta tecnología naciente abre nuevos caminos para mejorar los sistemas de la cámara infrarroja teniendo la posibilidad de sumar procesamiento a la función de detección del arreglo. Los circuitos de silicio son fabricados sobre una diminuta tarjeta cerámica (típicamente de 100 μm de grosor) con un detector adherido sobre un borde. Esas tarjetas son entonces apiladas para formar arreglos completos. Entre las posibles funciones de procesamiento se encuentra por ejemplo: operaciones de convolución, extracción de bordes y detección de blobs.

¹⁵ Signal processing in the element

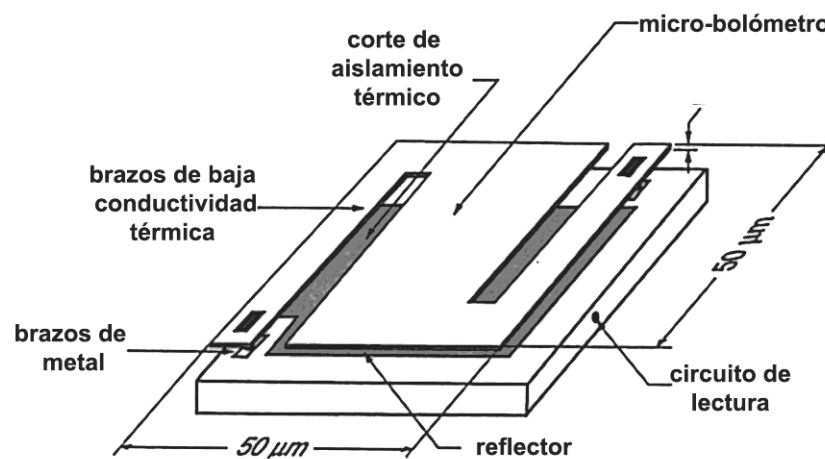
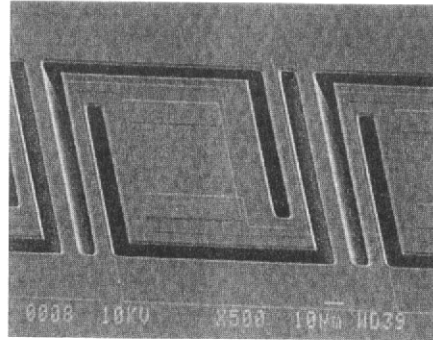
Figura 3.8 Principio de operación de un detector



3.5.2.5 Arreglos de Microbolómetros

A finales de los 70's y principios de los 80's, con la amplia disponibilidad de la tecnología de fabricación de circuitos integrados (IC), fue posible construir grandes arreglos bidimensionales sin refrigeración con base en el efecto piroeléctrico de termopilas y microbolómetros. Esta tecnología estuvo clasificada hasta finales de los 90's, cuando la explotación comercial comenzó. Con la tecnología de micro impresión, es ahora posible construir arreglos de cientos de diminutos bolómetros llamados microbolómetros, los cuales son, de hecho, conglomerados térmicos (también llamados micropuentes) que se suspenden de brazos con baja conductividad térmica apoyados sobre trazos sujetos en el substrato de silicio, así, habilitan una interfase directa con electrónica de lectura localizada bajo el arreglo (figura 3.9). La radiación infrarroja calienta el conglomerado, modificando su conductividad térmica causando la variación de voltaje o corriente a la salida de los dispositivos. Estos arreglos son contruidos, por ejemplo, usando tecnología MOS plana o capas delgadas adaptadas para micro impresión.

Figura 3.9 Fotografía e ilustración de un microbolómetro de 50 x 50 μm de tamaño basado en la tecnología VO_2 construido con la micromoltura en Silicio.



Fuente: [7]

Actualmente, los arreglos ferroeléctricos de microbolómetros poseen características como la constante de tiempo τ del orden de pocos milisegundos (suficiente para estándares de TV), $D^* \sim 10^7$ a 10^9 $\text{cm Hz}^{1/2} \text{W}^{-1}$, NETD-50 mK y tamaño de píxel de 25 μm (para un arreglo de 320 x 240).

En un diseño optimizado para una respuesta en la banda de 8 a 14 μm , se chispea Nitruro de Titanio sobre los conglomerados que están hechos de una capa delgada (0.1 μm) de silicio amorfo dopado, dando ocasión a una parcial absorción de radiación infrarroja. Un reflector (capa de aluminio) está localizado bajo el conglomerado, refleja la radiación infrarroja transmitida al microbolómetro. Tal configuración constituye, de hecho, una cavidad reflectiva de cuarto de longitud de onda con una respuesta espectral máxima a 10 μm obtenida en el caso de tramos con altura de 2.5 μm .

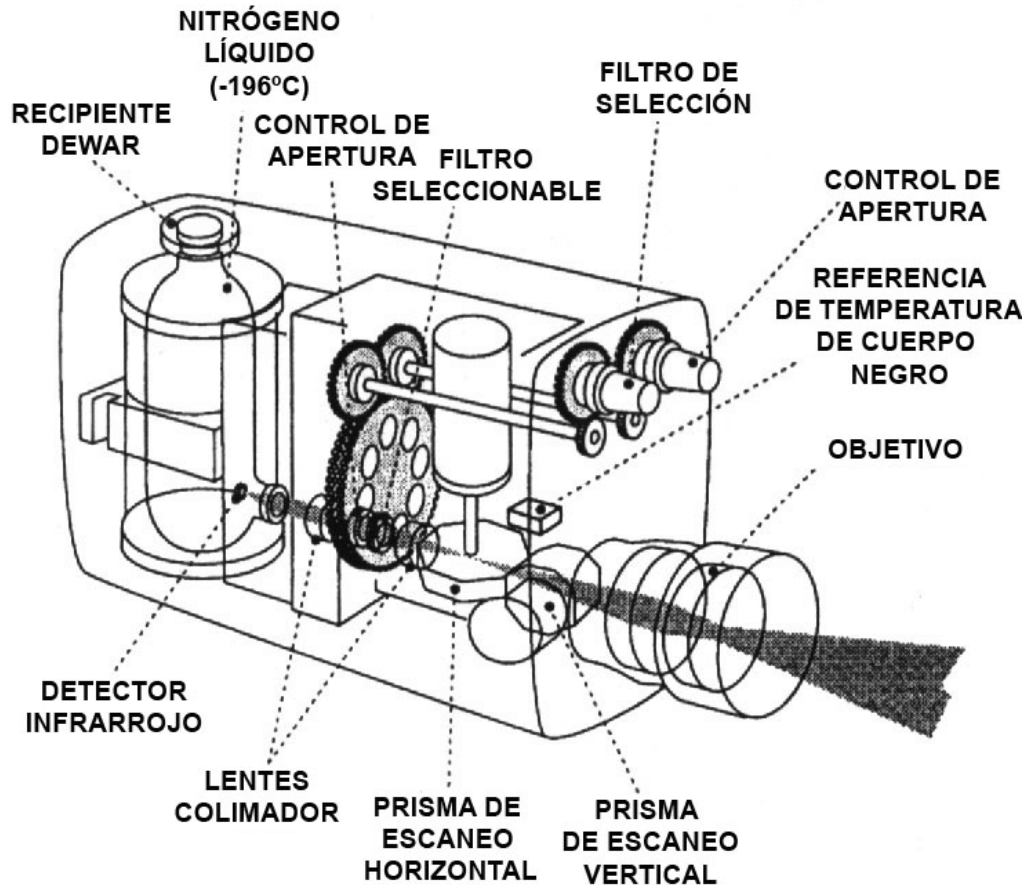
3.5.2.6 Corrección de uniformidad

El problema con los grandes arreglos es la no uniformidad de la respuesta entre las celdas de los detectores causado por el proceso de fabricación. Para aplicaciones cualitativas esto podría tener poca importancia; sin embargo, si datos cuantitativos se deben extraer a partir del arreglo, alguna corrección sobre la uniformidad debe ser hecha. Aunque este proceso de calibración puede ser hecho con el chip activado en el caso de la tecnología del Plano-Z, es generalmente ejecutado con el chip desactivado. El arreglo es expuesto en una escena con temperatura uniforme y una imagen es registrada en la memoria del computador. Este proceso es repetido para diferentes temperaturas de la escena. Luego, una función de alto orden de no linealidad para la respuesta del flujo de fotones es obtenida píxel por píxel. Esto es el *método de los dos puntos*: ganancia y offset. Los polinomios de segundo orden requieren tres parámetros, y aún más coeficientes son necesarios para la corrección múltiple de los puntos. En una compensación de un solo punto, un promedio de varias imágenes es registrado sobre un fondo uniforme, con un lente desenfocado es sustraído (en tiempo real) del video en vivo para remover la no uniformidad. Este proceso es, sin embargo, menos eficiente que otras técnicas, tales como los métodos de dos y múltiples puntos. Durante la operación normal de los arreglos, estos coeficientes sirven para corregir imágenes. Con la tecnología presente, los arreglos PtSi exhiben la mejor uniformidad. Los detectores de fotones intrínsecos, aunque son más sensitivos que los otros tipos, son menos uniformes.

La respuesta no uniforme es más fácil de manipular en el caso de una cámara infrarroja basada en un solo detector. En este caso un procedimiento de completa corrección puede ser llevado a cabo para corregir el viñetaje y las discrepancias en radiometría. Dada la inestabilidad temporal de los sistemas, el envejecimiento, los voltajes de polarización inestable, las no linealidades de los píxeles y el ruido $1/f$ hacen que la recalibración periódica sea necesaria. Para escenas estáticas una medida cuantitativa de la deriva de la imagen puede ser, por ejemplo, la evolución temporal de la varianza espacial de la imagen. Esta podría ser de ayuda en la decisión de cuando se debe recalibrar. Cuando se aplica, las técnicas de reducción de ruido tales como los promedios en funcionamiento contribuyen a la reducción en el nivel de ruido espacial, aunque la recalibración periódica se requiere aún para una mejor precisión cuantitativa.

3.5.3 Radiómetros de escaneo

Figura 3.10 Vista interna de un radiómetro infrarrojo



Fuente: [3]

La diferencia entre tales instrumentos y una cámara infrarroja es que para un radiómetro, la señal infrarroja tiene calibrada la temperatura gracias a la presencia de referencias internas de temperatura vistas, por el detector durante el proceso de formación de imágenes. Esta calibración de la señal permite recuperar la temperatura absoluta después de un correcto procesamiento. En dicho instrumento, la imagen es electromecánicamente escaneada sobre la superficie del detector (solo una pieza ó SPRITE) por medio de la rotación sincrónica de espejos o prismas (Figura 3.10).

Para acomodar el formato de la señal de video estándar de 30 cuadros por segundo (25 en Europa), una muy alta tasa de escaneo es necesaria. Esto impone un amplio ancho de banda para la electrónica asociada con el objetivo de que el nivel de ruido se mantenga pequeño. Para sobrellevar este problema, algunos fabricantes usan

tasas de escaneo bastante bajas y tienen cuadros hechos de varios campos con uno de estos actualizándose en cada escaneo. Como resultado, la salida obtenida, abarca varios campos y no es actualizada en tiempo real. Esto puede causar problemas cuando los rápidos eventos térmicos deben ser observados ya que la información registrada en diferentes tiempos es mezclada conjuntamente. Una manera de solucionar este problema es dividir la señal de video en sus campos básicos y procesarlos conociendo el intervalo de tiempo entre ellos. Sin embargo, este tipo de análisis requiere una manipulación cuidadosa de la señal.

3.6 TÉCNICAS DE TERMOGRAFÍA INFRARROJA (TIR)

Las principales ventajas de las técnicas de TIR son las siguientes: es un método de inspección rápido y sin contacto que sirve para localizar defectos que se manifiestan en la superficie, la interpretación de las imágenes termográficas es muy sencilla y la radiación infrarroja no es nociva (al contrario que los rayos-x). Además puede ser aplicado a un amplio rango de materiales (tanto metálicos como compuestos) y áreas relativamente amplias pueden ser inspeccionadas en un único ensayo.

No obstante, su principal desventaja es que es efectivo únicamente en la detección de defectos poco profundos. También resulta complicado producir un calentamiento uniforme al aplicar las técnicas activas y pueden existir variaciones de emisividad en diferentes partes del cuerpo estudiado.

3.6.1 Termografía pasiva

La TIR pasiva se refiere a aquellos casos en los que no se usa ninguna estimulación de calentamiento o enfriamiento externo para provocar un flujo de calor en el cuerpo inspeccionado. El objeto estudiado produce un patrón de temperaturas típico por el hecho de estar involucrado en un proceso que produce calor. Unos pocos grados de diferencia respecto a la temperatura normal de trabajo (referencia) del objeto muestran un comportamiento inusual. La TIR es capaz de capturar esta información de temperatura en tiempo real desde una distancia segura sin ninguna interacción con el objeto.

La TIR pasiva se usa, por ejemplo, para la monitorización del producto en procesos de fabricación, monitorización de procesos de soldadura o comprobación de la eficiencia

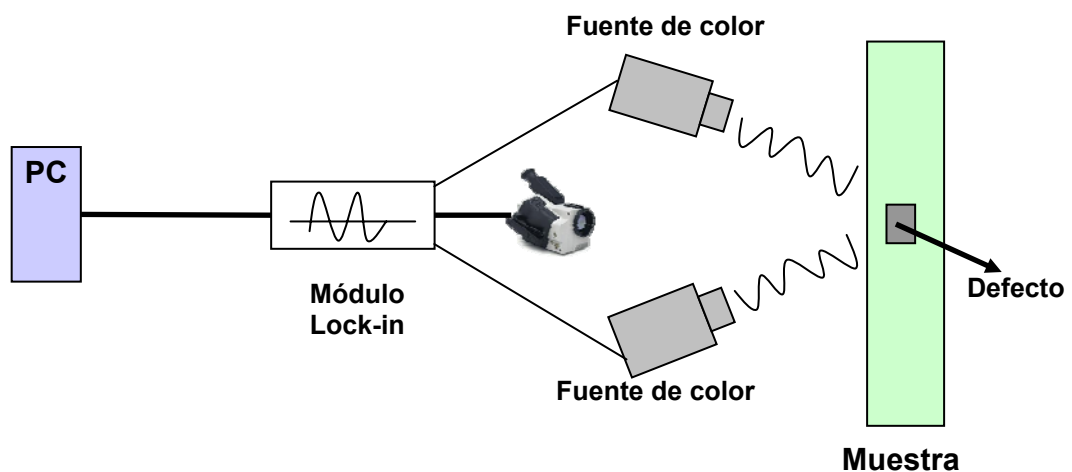
de los discos de freno de automóviles. También puede ser usada en mantenimiento predictivo, como en rodamientos, turbinas y compresores, instalaciones eléctricas, tuberías enterradas o fugas de gas. Existen otras muchas aplicaciones no industriales como son las de tipo medicinal en detección de cáncer de seno o desordenes vasculares, detección de fuegos, detección de objetivos (militar) o localización de pérdidas de calor y humedades en edificios.

3.6.2 Termografía activa

En termografía activa se usa una estimulación externa para provocar un flujo de calor interno en el objeto estudiado. Un defecto interno afectaría al flujo calorífico produciendo un contraste térmico en la superficie. Las técnicas de TIR activas principales son: TIR pulsada, step heating y TIR lock-in.

La TIR pulsada (Pulsed Thermography) consiste en aplicar un pulso corto de calor sobre el objeto (de 3 msg. a 2 sg. dependiendo del material) y grabar el enfriamiento del espécimen. El frente térmico aplicado se propaga en el material y cuando encuentra un defecto el ratio de difusión es reducido produciendo un contraste de la temperatura sobre ese punto. De esta manera, el contraste de defectos más profundos aparecerá más tarde y con menor diferencia de temperaturas (ver figura C.1. La TIR pulsada es usada, por ejemplo, en la inspección de componentes estructurales de aviones, control de calidad de soldadura por puntos, álabes de turbina, detección de descolados, delaminaciones, grietas o corrosión.

Figura 3.11 Configuración de típica de TIR activa (módulo Lock-in solo para la técnica de TIR lock-in)



Fuente: los autores

En la técnica de Step Heating o termografía de pulso largo, el objeto es calentado continuamente a baja potencia y se monitoriza el incremento de temperatura de la superficie. Aplicaciones del step heating son, por ejemplo, la evaluación de espesores de recubrimientos y de uniones de recubrimiento a sustrato en estructuras compuestas y también la detección de corrosión oculta en el fuselaje de aviones.

La TIR lock-in está basada en la generación de ondas de calor dentro del espécimen inspeccionado (por ejemplo, depositando periódicamente calor en el cuerpo por medio de una lámpara modulada) y monitorizando de forma sincronizada el campo de temperaturas oscilante obtenido mediante una computadora o un amplificador lock-in. Por transformación de Fourier se obtienen las imágenes de fase y amplitud de la temperatura. Las imágenes fase están menos afectadas por inhomogeneidades del calentamiento y de la emisividad y son más sensibles en profundidad que otras técnicas de TIR. Sin embargo, requiere como mínimo la observación de un ciclo de modulación y cada ensayo es realizado para una frecuencia estudiando una profundidad cada vez, lo que aumenta el tiempo de inspección..

La TIR lock-in es usada, por ejemplo, en inspecciones de componentes estructurales, detección de remaches sueltos, investigación de estructuras de absorción de radar y detección de grietas, descolados, etc.. Si en lugar de realizar un calentamiento mediante lámparas de luz modulada se usa una vibración mecánica inducida externamente como excitación se hablaría de vibrotermografía.

Una alternativa es la utilización de un transductor piezoeléctrico como fuente de estimulación, que sería el caso de la denominada TIR lock-in ultrasónica. Estas dos últimas técnicas están dirigidas a la detección rápida de grietas en materiales metálicos, laminados y cerámicos, corrosión en planchas metálicas remachadas o delaminaciones en laminados. Otra variación es la TIR lock-in termoinductiva que excita corrientes de Eddy en materiales conductores mediante una bobina de inducción y la resistencia de los materiales genera un calentamiento local. La mayor densidad de corriente en las grietas provoca una temperatura mayor que es detectada por la cámara termográfica. Esta técnica ha sido probada en detección de grietas longitudinales en barras y tochos de acero aparecidas durante su moldeado en caliente y en álabes de compresores.

La TIR de fase pulsada (Phase Pulsed Thermography) es una mezcla entre la TIR lock-in y TIR pulsada. La aplicación del ensayo es la misma que en termografía pulsada pero la adquisición de datos es tratada mediante transformada de Fourier para obtener la amplitud y la fase de la imagen a diferentes frecuencias con un único ensayo, con la consecuente rapidez de ensayo. De igual manera, se puede conseguir una variación de la termografía lock-in ultrasónica utilizando un pulso ultrasónico en vez de una excitación continua. Esta técnica es denominada Ultrasound Burst Phase Thermography.

3.7 ESTADO DEL ARTE DE LA TERMOGRAFÍA INFRARROJA

Antes de conocer los aspectos técnicos de la termografía es importante retomar un poco algunos detalles históricos. Para un mayor detalle, R. D. Hudson [24] presenta un reporte histórico exhaustivo sobre la tecnología infrarroja.

En toda la historia humana, el calor y la temperatura han sido tema de inquietud. Las primeras personas viviendo en las cavernas descubrieron un medio confiable para generar fuego trayendo consigo luz, calor y una forma de resguardarse de los animales peligrosos como los lobos en la noche. Posteriormente, metales de buena calidad y trabajos en vidrio dependían de la habilidad de artesanos expertos para correlacionar, por ejemplo, la incandescencia (brillo, color) de un trozo de vidrio al instante en que estuviese listo para darle forma. Los artesanos aún usan este conocimiento bastante intuitivo, relacionando la temperatura del objeto y la radiación emitida al llevar a cabo su trabajo. Aún es importante conocer los pronósticos del tiempo para revelar las temperaturas muy frías ó muy calientes que hacen incomoda la vida cotidiana y observar las escalas de temperatura que muestran consideraciones térmicas de interés para todo el espectro de la industria y las aplicaciones.

Desde una perspectiva más cuantitativa hacia las medidas aproximadas de temperatura, el primer paso fue llevado a cabo por Galileo en 1593, cuando diseño el primer termómetro de vidrio, un bulbo de vidrio lleno de líquido conectado a un tubo capilar parcialmente lleno. Estos dispositivos de contacto aún se usan para mediciones de temperatura entre -180 a 650°C . La expansión diferencial del líquido con respecto al bulbo de vidrio debido al incremento de temperatura ocasiona que el líquido se eleve en el capilar, indicando así, la temperatura sobre una escala grabada.

Varios líquidos tales como el mercurio, el alcohol y el tolueno son usados comúnmente. Sin embargo, en la época de Galileo, la física acerca de la temperatura no estaba totalmente desarrollada.

Pocos siglos después, en 1800, Hershel descubrió la existencia de los rayos infrarrojos (IR) a través de un famoso experimento. Igual que el astrónomo real George III de Inglaterra, Hershel descubrió accidentalmente Urano en Marzo 13 de 1781, llevándolo a descubrir los rayos infrarrojos. Hershel buscaba proteger sus ojos cuando observara el Sol y uso un prisma para separar varios colores desde el rojo al azul. Usando un termómetro de mercurio, notó que la temperatura se elevaba más allá de la banda roja donde ninguna radiación es visible [25],[26]. De hecho este experimento fue hecho antes (por ejemplo, por Sir Isaac Newton, 1642-1727), pero Hershel fue el primero en notar que la distancia donde el calentamiento es más grande tiene una localización específica (dependiendo de la longitud de onda). Ahora se conoce que esto se relaciona con las leyes de Planck y de Stefan.

Los hallazgos de Hershel se pueden resumir en:

1. Él fue consciente de la similitud entre la luz y el calor. Llamó a su descubrimiento *rayos invisibles* ó *rayos que ocasionan calor*. Ahora se conoce que la *luz* y *el calor* (o infrarrojo) son formas de radiación electromagnética con diferente frecuencia y longitud de onda.
2. Él demostró que las medidas cuantitativas son posibles en esta parte del espectro electromagnético, recién descubierta, usando el termómetro de mercurio.
3. Descubrió primero, que la transmisión de radiación infrarroja es diferente de material en material, lo que explica por ejemplo, porque el Germanio es usado ampliamente en la óptica infrarroja en vez del vidrio de la óptica convencional, el cual transmite pobremente en la banda infrarroja. También descubrió que la sal común (NaCl) es un buen transmisor infrarrojo. Notó que las leyes de reflexión y transmisión de los rayos visibles también gobiernan la radiación infrarroja.

Siguiendo a Hershel, varios hitos continuaron:

- 1829: Nobili inventó la primera termocupla (basado en el efecto termoeléctrico descubierto en 1821 por Seebeck, conocido como el *efecto Seebeck*). Una

termocupla es un sensor de contacto formado a partir de dos uniones de metal distintas. Cuando una unión es colocada a diferente temperatura con respecto a otra, una diferencia proporcional en voltaje es generada, relacionada a la diferencia de temperatura entre las dos uniones.

- **1833:** Melloni creó la primera termopila conectando muchas termocuplas. Concentrando la radiación incidente sobre un lado de las uniones, el incremento de la sensibilidad permitió la detección de la presencia de una persona a 10 metros de distancia (la radiación enfocada calentaba la unión).
- **1840:** John Hershel hijo, produjo la primer imagen infrarroja usando un evaporógrafo. En este dispositivo, una imagen infrarroja es formada por la evaporación de una película delgada de aceite.
- **1880:** El bolómetro fue inventado por A. Longley y perfeccionado por Abbot, quien lo usó para medir el calor desde una vaca a una distancia de 400m. Un bolómetro es un detector térmico cuya conductividad térmica cambia cuando se calienta por el impacto de la radiación incidente.
- **1900:** La teoría de radiación de Max Planck (1858-1947; ganador del premio Nobel en 1918) clarificó el experimento de Hershel. La longitud de onda λ_m de la máxima radiación (en micrómetros) es dada por $\lambda_m=2898/T$ (ley de Stefan, capítulo 2.4.5), con la temperatura T expresada en Kelvin. Para el Sol, cuya temperatura superficial es de 6000 K aproximadamente, λ_m es alrededor de 0.5 μm , correspondiente a la banda amarilla, justo en la mitad del ancho de banda sensible al ojo humano (aproximadamente 0.4 a 0.75 μm). Mirando el Sol, las lecturas de Hershel alcanzaron el máximo en la banda amarilla. Como otro ejemplo, la longitud de onda del cuerpo humano a 37°C es $2898(37+273)=9.3\mu\text{m}$

Después de esto, el progreso las tecnologías térmicas e infrarrojas se aceleraron:

- **1914-1918:** La primera guerra mundial trajo el detector fotoconductor en 1917. Anteriormente los detectores térmicos eran sensibles al incremento directo en la temperatura ocasionado por el impacto de la radiación; en los detectores fotoconductivos un cambio en la conductividad eléctrica es obtenida por la interacción con los fotones de la radiación incidente, logrando así, mayor rapidez y sensibilidad que los disponibles en aquella época.
- **1940-1945:** Durante la segunda guerra mundial muchos patentes fueron registrados. Las aplicaciones incluyen las áreas de maquinaria, embarcación, detección de

iceberg, comunicaciones y guías de torpedos voladores. La última aplicación es particularmente interesante, por ejemplo, la impresionante eficiencia de los dispositivos fotónicos e infrarrojos en ataque ofensivos durante la guerra del Golfo Pérsico (1991), con más del 80% de las armas equipadas con tal capacidad de detección. Los torpedos de la segunda guerra mundial usaban un esquema de iluminación activa y eran muy sensitivos en el infrarrojo cercano (longitudes de onda más pequeñas que $1 \mu\text{m}$): una lámpara de tungsteno iluminaba el objetivo, y la radiación infrarroja incidente servía como guía al torpedo. Los alemanes encontraron que el rendimiento podría ser mejorado refrigerando los detectores. Esto fue muy importante pues la refrigeración es usada en muchos dispositivos de detección infrarroja.

El periodo de la posguerra fue muy fructífero en investigación y desarrollo, conforme la guerra demostró claramente la utilidad y el gran potencial del infrarrojo. Aunque muchas aplicaciones fueron encontradas en otras áreas, se estimó que el 80% del mercado IR continuaba en las aplicaciones militares. No obstante, varias tecnologías infrarrojas desarrolladas durante la guerra pasaron a aplicaciones civiles posteriormente. Este es, por ejemplo, el caso de los filtros de interferencia de alta calidad, disponibles comercialmente y usados para seleccionar bandas espectrales y también para numerosos detectores. El primer detector cuántico (con sulfato, PbS) es un logro de ese periodo. Los detectores cuánticos no dependen del calentamiento sobre su superficie sensitiva para producir una señal de salida relacionada a la temperatura del objeto; así, son más rápidos que los detectores térmicos como los bolómetros o las termopilas, disponibles anteriormente. Posteriormente se desarrollaron los detectores de Antimonio de Indio (InSb) (entre 1940 y 1950) y los detectores de mercurio, talio y telurio (HgCdTe) en las décadas de los 60.

Entre las décadas de los 60 y 70, las primeras cámaras infrarrojas llegaron a ser comercialmente disponibles. A lo largo del planeta, aparecieron grandes proveedores de cámaras infrarrojas. Inframetrics se estableció en Estados Unidos en 1975, mientras Agema de Suiza (conocida originalmente por AGA) construyó el primer sistema de cámara infrarroja comercial en 1965 (ambas compañías se fusionaron y ahora son conocidas como FLIR Systems). Otras importantes compañías también se unieron durante esos años.

Las primeras cámaras infrarrojas usaban tecnología de tubos piroeléctricos. Los tubos piroeléctricos son detectores térmicos similares a las cámaras de TV de vidicon pero con una placa transmisora de rayos infrarrojos y un material piroeléctrico usado como blanco, tal como el sulfato de triglicérido (capítulo 3.3.4). Las imágenes son producidas mediante el escaneo del blanco con rayos de electrones. Otras cámaras infrarrojas contenían un único detector y la generación de la imagen (unidimensional ó bidimensional) era posible con un sistema electro óptico rotante (prismas, espejos, etc.). Algunos modelos durante el recorrido inverso era posible que el detector estuviese sobre campo de observación de un cuerpo negro, logrando así, una fuente de radiación calibrada. Esta característica habilita la calibración directa de la señal. Por esta razón tales cámaras fueron llamadas radiómetros de escaneo.

Un detector conocido como SPRITE¹⁶ fue desarrollado en el Reino Unido por Elliot [27] en la Royal Signals y en el Radar Establishment, haciendo posible evadir algunas desventajas de los radiómetros de escaneo. Por ejemplo, la señal es integrada sobre el plano focal mismo, reduciendo el nivel de ruido y las consideraciones de cronometraje. A principios de la década de los 80, una pequeña revolución ocurrió en la comunidad de sistemas infrarrojos, con el desarrollo del primer FPA (Focal plane array) en una cámara IR. Los FPA son similares en estructura a los CCD de estado sólido (dispositivo de carga acoplada) de las videocámaras, pero con sensibilidad en el infrarrojo. Básicamente un FPA contiene un chip (el arreglo es una matriz de detectores) con electrónica asociada (amplificadores, conversores análogo-digital). Puesto que ningún mecanismo de escaneo es necesario para la formación de la imagen, estas cámaras ofrecen muchas ventajas como alta resolución espacial, menos ruido y una estructura más robusta. Aún más, la señal de salida digital suprime la necesidad de Televisores con compatibilidad de señal, habilitando la adquisición de rápidos eventos térmicos. Una completa adquisición de imagen sobre 400 Hz y una adquisición de subimagen sobre 30 kHz son actualmente disponibles. Una desventaja es que la señal de salida no es calibrada debido a que no existe un mecanismo de escaneo donde se vea un cuerpo negro.

Al final de los 70 y comienzos de los 80, con la disponibilidad la tecnología de fabricación de circuitos integrados extensos, fue posible crear amplios arreglos bidimensionales sin refrigeración, basados en las termopilas de efecto piroeléctrico y microbolómetros (capítulo 3.5.2.5).

¹⁶ Signal processing in the element

Por el lado de la NDT (Pruebas no destructivas¹⁷), una de las primeras aplicaciones infrarrojas aconteció en 1935, cuando Nichols [28] empleó un radiómetro para verificar la uniformidad en bloques de acero recalentados en una fábrica moldeadora de acero. Las aplicaciones de NDT lograron ahorros sustanciales de dinero, llegando esta tecnología a utilizarse ampliamente. Otras investigaciones pioneras trataban con el análisis de la distribución de temperatura en frenos (R.C. Parker and Marshall, 1948 [29]), inspección de empalmes de soldadura sobre enlatados, inspecciones en líneas de transmisión de alta potencia (Leslie and Wait, 1949 [30]) y detección de componentes sobrecalentados sobre circuitos impresos (*Electronic Design*, 1961 [31]). Reseñas más completas de estos pioneros en aplicaciones infrarrojas de NDE pueden ser encontradas en Wilburn (1961) [32],[33], y McGonnagle et al. (1964) [34]. La disponibilidad comercial de las cámaras infrarrojas surgió de la tecnología militar no clasificada en la mitad de la década de los 60 visualizándose una gran cantidad de aplicaciones en NDE.

¹⁷ Non destructive testing

4 PROPOSICIÓN DE CRITERIOS E IDENTIFICACIÓN DE DOMINIOS DE INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA

Los centros de investigación son la punta de lanza que distingue a las organizaciones líderes, al ser éstas concientes que la única constante en un entorno globalizado es el cambio y la innovación creativa para la primacía empresarial por ellas deseada. Empero, un cúmulo de factores como la variabilidad de las necesidades de los clientes, el avance de las nuevas tecnologías y el cubrimiento global de las comunicaciones, entre otras, exigen una gran flexibilidad y rapidez de adaptación a las empresas.

Las universidades en Colombia, un país en vías de desarrollo, son las responsables hoy en día, de liderar los procesos de investigación ante la ausencia de una sintonía clara entre inversión investigativa y crecimiento sostenible en las empresas de pequeña y media escala del país.

Tomando como referencia esta particularidad socio económica que se presenta con las universidades en países como Colombia, no resulta extraño y hasta beneficioso el proponer herramientas que permitan priorizar planes de inversión de los escasos activos que nuestra sociedad dispone.

Al analizar la economía en su conjunto es posible demostrar que el desarrollo guarda una relación directa con la inversión, lo que determina que mayores niveles de inversión reportan mayores índices de crecimiento. Al mismo tiempo se puede afirmar que la capacidad de crecimiento de una economía no depende exclusivamente de la dimensión de la inversión, sino también de la calidad de la misma. Por lo tanto, se precisa contar con instrumentos idóneos que permitan identificar los proyectos de inversión y seleccionar aquellos que garanticen mayor crecimiento económico y bienestar para la comunidad.

Sin embargo, algunas sociedades pobres que tan solo tienen capacidad para atender sus necesidades básicas, tendrán que utilizar mecanismos alternos y complementarios como el encontrar criterios que permitan priorizar la inversión que redunden en ahorro, para mejorar la relación recurso - necesidad.

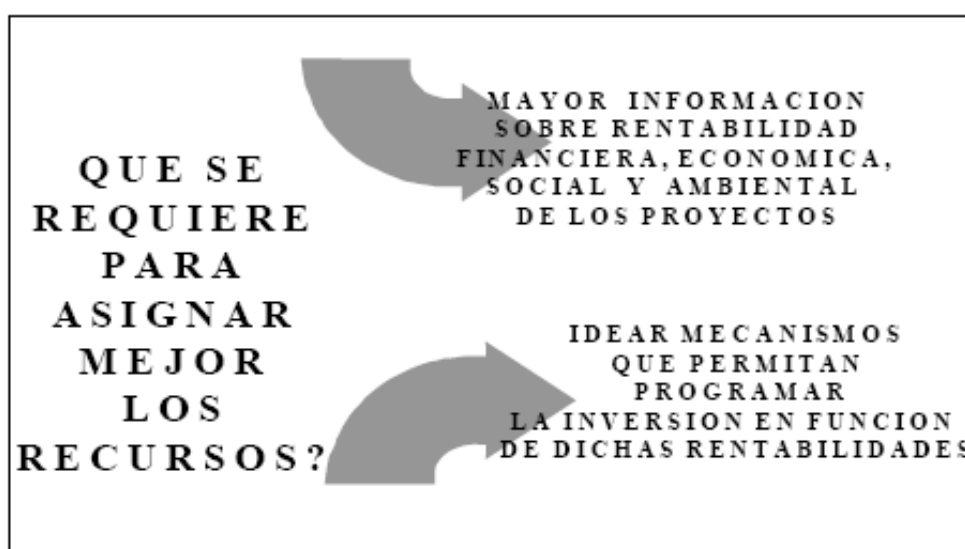
4.1 DEFINICIÓN DE CRITERIOS

A través de un proceso inteligente conocido como "*identificación, formulación, evaluación y gestión de proyectos*", que se suele enmarcar en un concepto más amplio de "*planeación*", se busca orientar la utilización adecuada de los escasos recursos buscando siempre objetivos de crecimiento económico y social. Por lo tanto, para asignar mejor los recursos se requiere mayor información sobre la rentabilidad (financiera, económica y social) de los proyectos e idear mecanismos que permitan programar la inversión en función de dichas rentabilidades.

Formular un proyecto en este contexto significa, verificar los efectos **económicos, técnicos, financieros, institucionales, jurídicos, ambientales, políticos y organizativos**, de asignar recursos hacia el logro de unos objetivos. La necesidad de verificar dichos efectos, permitió proponer los criterios que posteriormente modularán los dominios asociados a aplicaciones en el ámbito de termografía. Sus definiciones se presentan a continuación [21]:

C1 Criterio Técnico: Hace referencia a la viabilidad desde el punto de vista técnico para adelantar un proyecto.

Figura 4.1 Esquema de proceso de planeación



Fuente: [21]

- C2 Criterio económico:** concierne a la evaluación que se realiza para garantizar una asignación adecuada de los recursos económicos disponibles, y el logro de los objetivos propuestos, teniendo en cuenta el costo de los insumos y la magnitud del impacto que produce en el medio económico donde se inserta. Es un indicador de eficiencia.
- C3 Criterio financiero:** considera los beneficios y costos que puede percibir a través del proyecto un inversionista privado, estos es, a partir de los “precios de mercado”.
- C4 Criterio institucional:** ¿Cuál es el impacto sobre la institución (UIS) en la cual se va a ejecutar el proyecto? ¿Qué ventajas y desventajas logrará el proyecto al ser realizado en la institución?
- C5 Criterio ambiental:** todos los proyectos en mayor o menor grado en sus etapas de ejecución y operación generan efectos ambientales, que en alguna medida el analista de proyectos tendrá que preverlos y sugerir medidas adecuadas para mitigarlos, corregirlos, compensarlos y manejarlos.
- C6 Criterio social:** se orienta a medir los posibles efectos de un proyecto sobre la sociedad en su conjunto. Considera todos los beneficios y costos que puedan afectar a la sociedad. Trata de identificar los efectos del proyecto sobre la distribución del ingreso, por lo que se considera como un indicador de equidad.
- C7 Criterio de costo-beneficio:** este criterio permite determinar y comparar la rentabilidad de los proyectos, contrastando el flujo de costos y beneficios actualizados, que se desprenden de su ejecución y operación. Los costos entonces corresponden al valor de los recursos utilizados, en tanto que los beneficios son los bienes o servicios producidos por el proyecto.
- C8 Criterio de costo-efectividad:** compara los costos monetarios, con la posibilidad de alcanzar eficientemente ciertos objetivos que no pueden expresarse en términos monetarios. Este criterio supone que la determinación de objetivos es un problema de política definido por las autoridades de planeación, y se orienta exclusivamente a asegurar que estos sean alcanzados con el empleo mínimo de recursos disponibles, con el fin de lograr el mayor número de unidades de resultados.
- C9 Criterio de impacto:** se orienta a determinar que cambios se han producido en la población beneficiaria, o sea, la medida en que el proyecto produce una

transformación en el ámbito en que se inserta, independiente de la magnitud de los recursos aplicados para tal efecto

4.2 IDENTIFICACIÓN DE DOMINIOS

Mediante muestro aleatorio fueron encuestados los siguientes grupos respecto de las aplicaciones de la termografía y se identificaron sus dominios asociados, como se consigna el al anexo B, como ejemplo se muestra los dominios y aplicaciones de CIBIMOL:

Tabla 4.1 Ejemplificación de dominios y aplicaciones asociadas al grupo de investigación

GRUPO	DOMINIO	APLICACIÓN
CIBIMOL	Investigación Científica	Análisis de la estructura molecular por espectroscopia
		Estudios en fenómenos termodinámicos
		Medición de la temperatura de flamas
		Control de reacciones químicas
		Cálculo del tamaño de partículas
		Determinación de las estructuras cristalinas
	Materiales	Estudio de la conductividad térmica de metales, cerámicas y plásticos
		Corrosión de metales
		Detección de grietas y roturas
		Daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP) Hélice de turbinas

4.3 PROPUESTA METODOLÓGICA PARA JUZGAR LA VIABILIDAD DE DOMINIOS MEDIANTE LOS CRITERIOS IDENTIFICADOS

Junto con la definición de los dominios y sus respectivas aplicaciones se propone efectuar un análisis de “*toma de decisiones*” clásico en la investigación de operaciones. El objeto es ponderar cada una de las posibles aplicaciones mediante el porcentaje asignado a cada uno de los criterios propuestos, con el fin de obtener una figura de merito que permita evidenciar si dicha iniciativa por ellos mismos identificada, tendría validez al ser sometida a evaluación por el responsable del grupo y participe de la encuesta de opinión.

Se propone elaborar una matriz de costes con base en la metodología de toma de decisiones propuesta en [23], esta se ilustra en la tabla 4.2

Tabla 4.2 Tabla de costos para análisis de viabilidad de las aplicaciones con base en los criterios

Grupo: Centro de Estudios e Investigaciones Ambientales

APLICACIONES	COSTES ASOCIADOS POR APLICACIÓN Y CRITERIOS								
Medida de la temperatura de la tierra y expansión del agua									
Estudio de la extensión de los Bosques y desiertos									
Observación de la corriente y flujo de ríos									
Determinación de recursos geológicos									
Medición de la humedad del suelo									
Estudio de la actividad volcánica									
PONDERACIÓN CRITERIOS	20 %	15 %	5 %	15 %	20 %	5 %	5 %	5 %	10 %
	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9

En las casillas se deberá asignar los costos asociados a cada uno de los criterios y que en total sumen el presupuesto del proyecto. A continuación, se pondera cada capital por su relevancia porcentual para el grupo investigador y se obtiene mediante adición por filas, los valores esperados de las aplicaciones. La aplicación con un costo esperado menor, tendrá mayor probabilidad de fructificar.

Dicha metodología se encuentra referida a libros de investigación de operaciones y constituye una propuesta para el análisis y priorización de los dominios de investigación en termografía al interior de la UIS.

El proceso de cuantificación de los criterios es complejo y en muchos aspectos subjetivo; además, la cuantificación de aspectos como el social e institucional, no son sencillos. Esta propuesta es un primer paso en la consecución de un modelo operacional en la toma de decisiones para el análisis de la viabilidad de futuras aplicaciones asociadas a dominios en la UIS.

5 ANÁLISIS DE RESULTADOS

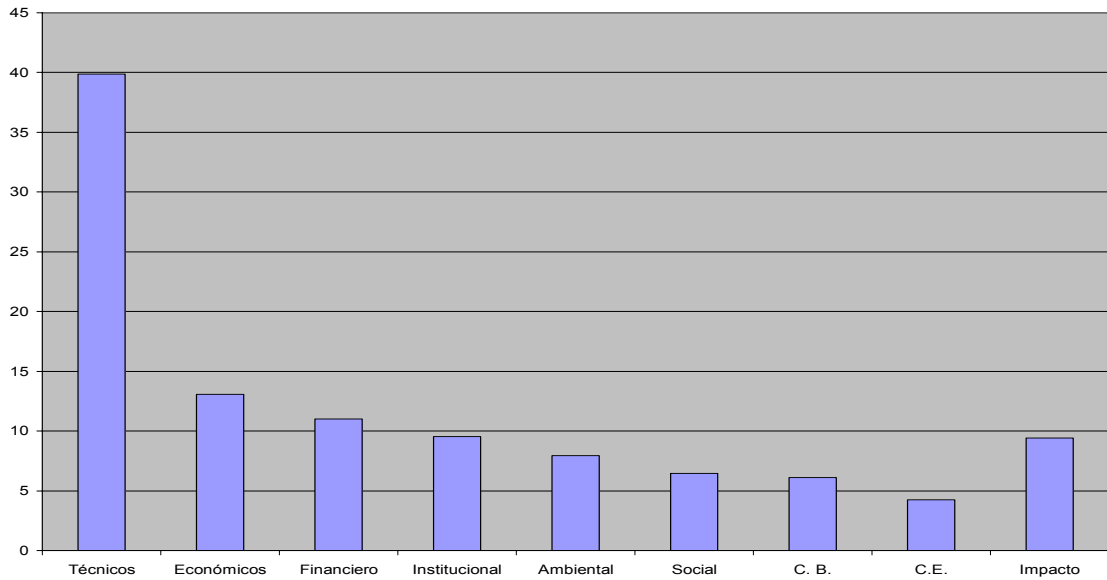
A partir de las definiciones del capítulo cuatro respecto de los criterios, se realizó un muestreo y una consulta posterior de opinión al interior de los centros de investigación de la UIS, entre los que se encuentran [22]:

Tabla 5.1 Listado grupos de investigación encuestados

Categoría	Grupo	Director	Fundación	Facultad
A	CIBIMOL	Elena Stashenko	1995	Ciencias
A	Grupo de estudios en Biodiversidad	Daniel Rafael Miranda Esquivel	1999	Ciencias
A	Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales	Jaime Enrique Meneses Fonseca	1984	Ciencias
A	Observatorio Epidemiológico de Enfermedades Cardiovasculares	Oscar Fernando Herrán Falla	1996	Salud
B	Física y Tecnología del Plasma y Corrosión	Valeri Dougar-Jabon	1980	Ciencias
B	Grupo de Investigación en Materiales Fotónicos	Ancizar Florez Londoño	1997	Ciencias
B	Grupo de Investigación en Conectividad y Procesado de Señal	Oscar Gualdrón González	2002	Ing. Fisicomecánicas
B	Centro de Investigaciones en Simulación y Control de Procesos	Viatcheslav Victorovich Kafarov Kafarov	1993	Ing. Fisicoquímicas
B	Grupo de Investigaciones en Minerales, Biohidrometalurgia y Ambiente	Julio Elías Pedraza Rosas	1987	Ing. Fisicoquímicas
C	Grupo de Investigación en Materiales y Estructuras de Construcción INME	Ricardo Alfredo Cruz Hernández	1990	Ing. Fisicomecánicas
C	Centro de Estudios e Investigaciones Ambientales	Edgar Fernando Castillo Monroy	1996	Ing. Fisicoquímicas
C	Inmunología y epidemiología molecular	Clara Isabel González Rugeles	2000	Salud
Reconocido	Centro de Investigación en Ciencia y Tecnología de Alimentos	Janeth Aide Perea Villamil	1985	Ciencias
Reconocido	Grupo de Investigación en Sistemas de Energía Eléctrica (GISEL)	Gabriel Ordóñez Plata	1996	Ing. Fisicomecánicas
Registrado	Centro de Investigaciones en Celulosa, Pulpa y Papel	Luz Amparo Lozano Urbina	1972	Ciencias

El formato de la encuesta se encuentra disponible en el anexo A. En particular se preguntó por el porcentaje que cada grupo asigna en el instante de efectuar un proyecto y en el caso hipotético de la inversión en termografía. Los resultados de las ponderaciones en promedio por parte de los directores de grupo y/o responsables, fueron las siguientes:

Figura 5.1 Ponderaciones promedio de los criterios por parte de los grupos encuestados



Fuente: Los autores

De igual forma, se pregunto en el mismo formato sobre el conjunto de aplicaciones que podrían hacer parte de sus futuros proyectos investigativos, identificándose las siguientes, diferentes a las encontradas mediante la realización del estado del arte y consignadas en el anexo B:

Aplicaciones identificadas mediante grupos de investigación UIS:

- Determinación de perfiles de temperatura exterior e interior de reactores químicos, en escala de dispositivos (Centro de Investigación en simulación y control de procesos CISYC)
- Cambios estructurales en componentes vegetales durante las transformaciones físico química (CICELPA)
- Composición química de mezclas mediante gradientes de temperatura (Laboratorio de cromatografía CIBIMOL)
- Análisis de nutrición mediante infrarrojos (Observatorio epidemiológico de enfermedades cardiovasculares)

- Detección temprana de cáncer de seno (Conectividad y procesamiento de señal)
- Detección de fallas en equipos de subestaciones (Conectividad y procesamiento de señal CPS)
- Control visual (Grupo de óptica y tratamiento de señal GOTS)
- Seguimiento medico (Grupo de óptica y tratamiento de señal GOTS)

Como efecto adicional se identificaron los siguientes dominios correspondientes a las aplicaciones antes mencionadas:

- Energía (eléctrica, térmica, nuclear) -- Agua -- Gas
- Materiales
- Construcción
- Control de calidad
- Transporte y navegación
- Naturaleza
- Medicina
- Investigación científica
- Seguridad civil
- Militar

Estos dominios fueron validados mediante las firmas de los representantes de los centros investigativos de la UIS.

6 CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

- La elaboración de un estado del arte permite fundamentar de manera sencilla cualquier proyecto aplicativo dentro de un dominio de investigación
- El proceso de formación aprendizaje en los conceptos consignados en el estado del arte, resulta indispensable para el desarrollo competente de las investigaciones en termografía infrarroja
- La elaboración del estado del arte constituye una base de conocimiento y plataforma para la postulación de un gran número de aplicaciones identificadas y viables en cada uno de los grupos de investigación UIS
- Los criterios fueron identificados y validados mediante la participación activa de los grupos investigadores pertenecientes a la muestra realizada
- El tiempo y recursos empleados por los centros de investigación en la construcción de fundamentos en diferentes dominios, deberá ser divulgada permitiendo así la postulación de trabajos interdisciplinarios, la optimización de recursos y un fortalecimiento de los proyectos postulados mediante la transferencia de experiencia e información entre centros investigativos
- La identificación de los criterios investigativos permitió la sensibilización de los representantes de los centros, respecto del papel del investigador en el entorno regional, no solo en el aspecto técnico económico, sino su potencial espectro de acción desde lo institucional, social, entre otras
- La identificación y postulación de nuevos proyectos basados en termografía, evidencia la falta de interdisciplinariedad y el conocimiento de los campos de investigación de los diferentes grupos.
- Los criterios deberán ajustarse al plan de desarrollo institucional, con el ánimo de cubrir el espectro no solo investigador, sino también docente y de extensión

- La optimización del proceso de identificación de proyectos en los centros de investigación es un problema no abordado hasta este momento. Se recomienda el desarrollo de políticas por parte de la vicerrectoría de investigación y extensión directa responsable, para el aumento del flujo de información en lo referente a trabajos desarrollados, en proceso de desarrollo y tendencias de forma más detallada, que contribuyan al desarrollo de una investigación en el conjunto universitario

7 BIBLIOGRAFÍA

- [1] Madalgue Xavier P.V. "Infrared Methodology and Technology; Nondestructive Testing, Monographs and Tracts, Volumen 7", Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam 1994.
- [2] Madalgue X, ed., *Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing*, Wiley Series In Microwave and Optical Engineering, Kai Chang, Series Editor, John Wiley & Sons, 2001.
- [3] Madalgue X, *Nondestructive evaluation of materials by infrared thermography*, Springer-Verlag, London, 1993.
- [4] Shull, Peter J.(Editor). *Nondestructive Evaluation : Theory, Techniques, and Applications*. New York, NY, USA: Marcel Dekker Incorporated, 2002. 893p.
- [5] Holmsten D, *Thermographic sensing for on-line industrial control*, in Cielo P, ed., SPIE Proc. Optical Techniques for Industrial Inspection, 665:75-87, 1986.
- [6] Gaussorgues G, *La Thermographie infrarouge*, 3rd ed., Tec & Doc Lavoisier, Paris, 540pp., 1989.
- [7] NOI Buletin, 6[2]:2, 1995.
- [8] Z Ouyang, L Wang, X Wang, F Zhang, LD Favro, PK Kuo, RL Thomas. Lock-in Termal Wave Imaging. In: Do Thompson, DE Chimenti, eds. *Review of Progress in Quantitative NDE*, New Cork: Plenum Press: p 383-389,1997.
- [9] J Rantala, D Wu, G Busse, *NDT of Polymer Materials Using Lock-in thermography with Water-coupled Ultrasonic Excitation*. *NDT&E Internacional* 31(1): p 43-49, 1998.
- [10] HI Syed, WP Winfree, KE Cramer. *Processing Infrared Images of Aircraft Lapjoints*. In *Thermosense XIV: An Internacional Conference on Termal Sensing and Imaging Diagnostic Application*. Orlando, FL: SPIE, 1992.
- [11] LD Favro, et al. *Termal-Wave Imaging of Corrosion and Disbons in Aircraft Structures*. In *Nondestructive Inspection of Aging Aircraft* San Diego, CA: SPIE, 1993.

- [12] J. P. Colman, *Transferencia de calor*, McGRAW Hill Book Company, Inc., 10 Ed., México, 1999, 624p.
- [13] Shull Meter J. "Nondestructive Evaluation, Theory, Techniques, and Applications, Marcel Dekker Incorporated, New York 2002".
- [14] Joseph Caniou, "Passive Infrared Detection", Kluwer Academia Publishers, Boston 1999.
- [15] Farrow, J.B., Gibson, A.F. (1970) Influence of the atmosphere on optical systems. *Opt. Acta*, 17, pp. 317 -336
- [16] Crittenden, E.C. et al (1978) Effects of turbulence on imaging through the atmosphere. *Proc. SPIE*, 142, pp 130-134
- [17] Hill, R. J. *et al.* (1980) Refractive index and absorptions fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity and pressure fluctuations, *J. Opt. Soc. AM* 70(10), pp. 1192-1205
- [18] Ishimaru, A. (1978) *Wave propagation and scattering in random media*, Vol. 2, Academic Press, New York
- [19] Branson, M.A. (1968) *Infrared radiations: A handbook for applications*, Plenum Press, New York
- [20] Tatarski, V.I. (1961) *Wave propagation in a turbulent medium*, McGraw – Hill, New York
- [21] Juan José Miranda Miranda, "Gestión De Proyectos Identificación – Formulación Evaluación Financiera –Económica – Social – Ambiental", 1999 Cuarta Edición
- [22] Vicerrectoria de Investigación y Extensión, Listado Grupos Investigación Abril 2006
- [23] Hamdy A. Taha, "Investigación de operaciones, Una introducción", Prentice Hall, 1997, 916p.
- [24] Hudson RD, *Infrared System Engineering*, Wiley-Interscience, New Cork, 642 pp., 1969.
- [25] Hershel W, "Experiments on the solar, and on the terrestrial rays that occasion heat; with a comparative view of the laws to which light and heat, or rather the rays which occasion them, are subject, in order to determine whether they are the same or different", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **90**: 293-437, 1800.
- [26] Hershel W, "Investigation of the powers of the prismatic colours to heat and illuminate objects; with remarks, that prove the different refrangibility of radiant

heat; to which is added, an inquiry into the method of viewing the sun advantageously, with telescopes of large apertures and high magnifying powers”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **90**: 255, 1800.

- [27] Elliot CT, “New detector for thermal imaging systems”, *Electronics Letters*, **17**:312-313, 1981.
- [28] Nichols JT, “Temperature measuring, U.S. patent 2,008,793, July 1935 (description of a radiometer for use in steel-rolling mills to indicate the uniformity with which the strip is heated).
- [29] Parker RC, Marshall PR, “ The measurement of the temperature of sliding surfaces with particular references to railway brake blocks and shoes”, *Proc, Institute of Mechanical Engineers*, **158**:209, 1948.
- [30] Leslie JR, Wait JR, “Detection of overheated transmission line joints by means of a bolometer,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, **68**:64, 1949.
- [31] *Electronic Design*, “Infrared camera spots malfunctions”, **9**:12, 1961.
- [32] Wilburn DK, “Survey of infrared inspection and measurement techniques”, *Materials Research and Standards*, **1**[Oct]: 528, 1961.
- [33] Wilburn DK, “Radiographic penetrameters: an infrared standard”, *Materials Evaluation*, **22**[10]: 471-472, 478, 1961.
- [34] McGonnagle W, Park F, “Nondestructive testing”, *International Science and Technology*, July, p. 14, 1964.

ANEXOS

ANEXO A. ENCUESTA PARA IDENTIFICAR DOMINIOS DE INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA



ENCUESTA PARA IDENTIFICAR DOMINIOS DE INVESTIGACIÓN EN TERMOGRAFÍA

Encuestado:

Fecha:

GRUPO:

Proposición de criterios para priorizar dominios de investigación en la UIS

1. Históricamente al evaluar la viabilidad de un proyecto por parte del grupo ¿qué relevancia porcentual se le da a cada uno de los siguientes criterios propuestos?

Criterio	Porcentaje (%)
Técnico	
Económico	
Financiero	
Institucional	
Ambiental	
Social	
Costo-beneficio	
Costo-efectividad	
Impacto	

2. Identifica algunos criterios que no se encuentren listados y que emplee el grupo en el estudio de viabilidad de los proyectos. ¿Cuáles y que porcentaje le asigna?

3. El grupo conoce sobre termografía infrarroja (TIR)?



4. ¿Cuáles dominios (del folleto) son de posible desarrollo investigativo al interior del grupo?

5. Para cada dominio seleccionado, ¿que aplicaciones son de importancia para la realización de nuevos proyectos de investigación dentro del grupo?

6. ¿Identifica otros dominios y/o aplicaciones de TIR con interés para el grupo?

7. De acuerdo a los criterios propuestos (y los nuevos seleccionados por el grupo) ¿Qué relevancia porcentual le asigna (el grupo) a cada dominio, visualizando futuros proyectos de investigación en el área de TIR?

Criterios	dominio 1	dominio 2	dominio 3	dominio 4
Técnico (%)				
Económico (%)				
Financiero (%)				
Institucional (%)				
Ambiental (%)				
Social (%)				
Costo-beneficio (%)				
Costo-efectividad (%)				
Impacto (%)				

ANEXO B. TABLA DE DOMINIOS Y APLICACIONES EN TERMOGRAFÍA

GRUPO	DOMINIO	APLICACIÓN	
CIBIMOL	Investigación científica	Estudios en fenómenos termodinámicos	
		Medición de la temperatura de flamas	
		Control de reacciones químicas	
		Cálculo del tamaño de partículas	
		Determinación del comportamiento de las estructuras cristalinas	
		Estudio de la conductividad térmica de metales, cerámicas y plásticos	
	Materiales	Corrosión de metales	
		Detección de grietas y roturas	
		Daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP) Hélice de turbinas	
Biodiversidad	Naturaleza	Medida de la temperatura de la tierra y expansión del agua	
		Estudio de la extensión de los bosques y desiertos	
		Observación de las corrientes y flujo de ríos	
		Medición de la humedad del suelo	
		Estudio de la composición y constituyentes de la atmósfera	
		Estudios climáticos	
		Observación satelital del movimiento de nubes y pronóstico del tiempo	
		Detección de enfermedades de plantas y cultivos	
		Transferencia de calor en plantas	
		Observación nocturna de animales en su hábitat natura	
		Medicina	Estudio del equilibrio térmico de un organismo
			Estudios en dermatología, ortopedia, reumatismo, obstetricia, ginecología
	Control del flujo sanguíneo (obstrucción y venas varices) (A-LT)		
	Análisis del esfuerzo muscular		

Obs. Epidemiológico	Medicina	Control del flujo sanguíneo (obstrucción y venas varices) (A-LT)
		Monitoreo del entrenamiento físico
		Angiografía coronaria térmica, reacciones alérgicas, tumores de seno, desordenes neuromusculares (P)
Fís Plasma y Corrosión	Construcción	Control de soldaduras, calidad de partes soldadas
		Caracterización de defectos subsuperficiales (profundidad, tamaño, propiedades) en compuestos: madera, metales, plásticos
		Corrosión de metales, detección de grietas, rotura, daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP), hélice de turbinas
		Control del espesor
	Investigación científica	Medición de la temperatura de flamas
		Estudio de la conductividad térmica de metales, cerámicas y plásticos
Materiales Fotónicos	Materiales	Control de la fundición de metales
		Control de la producción durante los procesos de laminación, hilado, elongación y moldeo
		Supervisión de instrumentos térmicos
		Control de la uniformidad y la refrigeración de moldes de vidrios
		Control del espesor de capas de plástico
		Control del moldeo de objetos, fibra y extrusión de tubos
		Control de la desecación del papel
		Análisis de defectos estructurales, detección de boquetes de aire ó desprendimiento de multicapas
		Inspección de la uniformidad y observación de materiales extraños (partículas, fibras y residuos)
		Control del espesor
		Corrosión de metales, detección de grietas, rotura, daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP), hélice de turbinas
		Caracterización de defectos subsuperficiales (profundidad, tamaño , propiedades) en compuestos: madera, metales, plásticos
Simulación y	Construcción	Medida de la distribución de temperatura en microcircuitos

Control de Procesos		Control de la distribución eléctrica
		Control de las instalaciones con aire acondicionado
		Control del aislamiento térmico y de protectores de calor
	Materiales	Control de la fundición de metales
		Control de la producción durante los procesos de laminación, hilado, elongación y moldeo
		Supervisión de instrumentos térmicos
		Control de la uniformidad y la refrigeración de moldes de vidrios
		Control del espesor de capas de plástico
		Control del moldeo de objetos, fibra y extrusión de tubos
		Control de Calidad
	Control de Calidad	Las diferencias en temperatura en la superficie del objeto para el control de calidad
		Control de calidad automática de reóstatos de precisión
		Control de detección de llamas
Ensayo del funcionamiento y la calidad de las componentes en vidrio		
Control de calidad en sistemas de refrigeración y frigoríficos		
Minerales	Materiales	Inspección de la uniformidad y observación de materiales extraños (partículas, fibras y residuos)
Biohidrometalur gia y Ambiente	Materiales	Chequeo de aislamientos y monitoreo de hornos en funcionamiento
		Control de embudos de chimeneas, astas y tuberías
		Monitoreo de incineradores y hornos de altas temperaturas
		Control de la fundición de metales
		Control de la producción durante los procesos de laminación, hilado, elongación y moldeo
		Supervisión de instrumentos térmicos
		Control de la uniformidad y la refrigeración de moldes de vidrios
		Control del espesor de capas de plástico
		Control del moldeo de objetos, fibra y extrusión de tubos
		Control de la desecación del papel
		Análisis de defectos estructurales, detección de boquetes de aire ó desprendimiento de multicapas
		Inspección de la uniformidad y observación de materiales extraños (partículas, fibras y residuos)
		Control del espesor
		Corrosión de metales, detección de grietas, rotura, daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP), hélice de turbinas
Caracterización de defectos subsuperficiales (profundidad, tamaño , propiedades) en compuestos:		

	Investigación científica	madera, metales, plásticos
		Defectos en uniones con soldadura de punto o con pegamento
		Estudios en fenómenos termodinámicos
		Medición de la temperatura de flamas
		Control de reacciones químicas
		Cálculo del tamaño de partículas
INME	Energía	Observación de ligaduras y fatiga de represas hidroeléctricas
		Monitoreo de generadores eléctricos, alternadores y estaciones de potencia
		Chequeo de aislamientos en calderas y tuberías, y del estado de materiales refractarios en hornos
		Búsqueda de filtraciones de fluidos
		Inspecciones de contenedores de reactores nucleares y torres de refrigeración
		Supervisión de transformadores de líneas, aislamientos en interruptores de engranaje, aisladores y anclaje sobre pórticos
		Búsqueda de filtraciones en tuberías subterráneas
		Revisión de aislamientos en tuberías calientes
		Control de depósitos para almacenamiento
	Materiales	Análisis de defectos estructurales, detección de boquetes de aire ó desprendimiento de multicapas
		Inspección de la uniformidad y observación de materiales extraños (partículas, fibras y residuos)
		Control del espesor
		Corrosión de metales, detección de grietas, rotura, daños por impacto en fibra en plástico reforzado con fibra de carbón (CFRP), hélice de turbinas (A-PT)
		Caracterización de defectos subsuperficiales (profundidad, tamaño, propiedades) en compuestos: madera, metales, plásticos (A-PT)
		Defectos en uniones con soldadura de punto o con pegamento
	Construcción	Control de la distribución eléctrica
		Control de las instalaciones con aire acondicionado
		Control del aislamiento térmico y de protectores de calor
		Observación de la penetración de agua en paredes y terrazas, chequeo de condensación
		Ensamblaje de paredes, evaluación de la humedad, techos, nivel de líquidos en estanques (P)
		Observación de grietas en paredes
Investigaciones Ambientales	Naturaleza	Medida de la temperatura de la tierra y expansión del agua
		Estudio de la extensión de los bosques y desiertos

		Observación de la corriente y flujo de ríos
		Determinación de recursos geológicos
		Medición de la humedad del suelo
		Estudio de la actividad volcánica
		Estudio de las fuentes geotérmicas
		Observación de volcanes
		Estudio de la composición y constituyentes de la atmósfera
		Estudio del equilibrio térmico de la atmósfera
		Estudios climáticos
		Observación satelital del movimiento de nubes y pronóstico del tiempo
		Detección del frente de las tormentas
		Detección de enfermedades de plantas y cultivos
		Transferencia de calor en plantas
		Observación nocturna de animales en su hábitat natural
		Estimación del número animal
Inmunología y epid. Molecular	Medicina	Medición de temperaturas de la superficie del cuerpo humano
		Estudio del equilibrio térmico de un organismo
		Estudios en dermatología, ortopedia, reumatismo, obstetricia, ginecología
		Control del flujo sanguíneo (obstrucción y venas varices) (A-LT)
		Análisis del esfuerzo muscular
		Monitoreo del entrenamiento físico
		Observación de tumores superficiales, ayuda diagnóstica
		Vigilancia de llagas, quemaduras y otras lesiones de piel
		Monitoreo de tratamientos de termoterapia
		Control de la eficiencia aislante, reflectiva ó absorbente de textiles y ropas
		Angiografía coronaria térmica, reacciones alérgicas, tumores de seno, desordenes neuromusculares (P)
Ciencia y Tecnología de Alimentos	Control de Calidad	Las diferencias en temperatura en la superficie del objeto para el control de calidad
		Control de calidad automática de reóstatos de precisión
		Control de detección de llamas
		Ensayo del funcionamiento y la calidad de las componentes en vidrio

		Control de calidad en sistemas de refrigeración y frigoríficos
Investigaciones en Celulosa, Pulpa y Papel	Materiales	Control de la desecación del papel
		Análisis de defectos estructurales, detección de boquetes de aire ó desprendimiento de multicapas