

UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE INGENIERÍA
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA

Profesor Patrocinante:
Dr. Luis Arias.



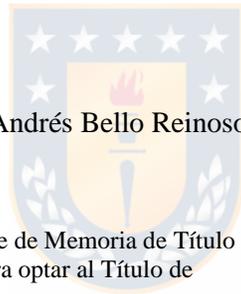
Informe de Memoria
de Título
para optar al título de:
Ingeniero Civil Electrónico

Calibración Experimental de un Radiómetro en el Rango NIR
Utilizando un BlackBody (LandCal)

UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
Facultad de Ingeniería
Departamento de Ingeniería Eléctrica

Profesor Patrocinante:
Dr. José R. Espinoza C.

Calibración Experimental de un Radiómetro en el Rango NIR Utilizando un BlackBody (LandCal)



Pablo Andrés Bello Reinoso

Informe de Memoria de Título
para optar al Título de

Ingeniero Civil Electrónico

Agosto 2014

Resumen

Trabajo de memoria de título consistente en realizar la calibración experimental de un radiómetro (*NIR 512 Ocean Optics*) en el Rango NIR Utilizando un BlackBody (LandCal). En este caso la calibración corresponde a asignar variables radiométricas a la salida *cruda* del instrumento (cuentas digitales).

Además considerando lo anterior se procederá a obtener el modelo del espectro calibrado del equipo, mediante el uso de un vector de calibración el cual relacionará la salida del equipo con la realidad física observada

Los objetivos de este trabajo serán alcanzados con equipamiento disponible en SP&R (radiómetro, lentes colimadores, fibra óptica, mesón de trabajo). Además se utiliza un black body LandCal, dispuesto por mi empleador para dicho objetivo.

Para obtener el modelo del equipo se realizan mediciones experimentales en laboratorio. El black body como fuente de radiación conocido será el encargado de entregar diversas muestras a diferentes longitudes de onda dentro del rango de operación del radiómetro.

Estas muestras serán almacenadas para su posterior procesamiento, con el objetivo de encontrar el vector de calibración para el equipo en cuestión.

Como resultado principal se obtiene el vector de calibración del equipo. Los resultados obtenidos en el desarrollo de este trabajo podrán ser utilizados para evaluar el estado actual del equipo en lo que refiere a la precisión de sus mediciones. Además permite realizar cuadros de comparación históricos del equipo con los que será posible analizar la evolución en el tiempo del comportamiento del equipo.



A mi hija, mi mujer y mi madre

Agradecimientos

En estas líneas quiero expresar mis más profundos agradecimientos a todos aquellos quienes contribuyeron en alguna forma en el desarrollo de este trabajo, mi familia, amigos, compañeros y todo aquel que dedicó algún instante de su tiempo de forma desinteresada en apoyarme en esta labor.

No puedo dejar de mencionar a mis empleadores por darme la libertad y las facilidades para realizar este trabajo, el cual en su mayoría fue realizado en horario laboral, además de facilitar el black-body con el cual fue desarrollado el trabajo.

Mencionar especialmente a mi mujer, mi pilar, por siempre apoyarme y confiar incondicionalmente en mí.

A mi profesor guía Dr. Luis Arias P. por la confianza depositada y por permitirme desarrollar el tema bajo su tutela.



Tabla de Contenidos

Resumen	II
Dedicatoria	III
Agradecimientos	IV
Tabla de Contenidos	V
Lista de Figuras	VII
Lista de Tablas	VIII
I Marco Teórico	1
1. Introducción	2
1.1. Problema Planteado	2
1.2. Objetivos del Trabajo	2
1.3. Metodología para la Calibración	2
1.4. Formato del Informe	3
2. Principios de Radiometría	4
2.1. Introducción	4
2.1.1. Magnitudes Radiométricas	4
2.1.2. Relaciones básicas para potencia, potencia espectral y brillo	4
2.1.3. Cantidades Relacionadas con el Brillo	6
2.2. Radiación Térmica	7
2.2.1. Cuerpo Negro	7
2.2.2. Radiación de un Cuerpo Negro-Espectro de Planck	8
2.3. Espectro Electromagnético	14
3. Fotodetectores	16
3.1. Propiedades de los Fotodetectores	17
3.1.1. Eficiencia cuántica	17
3.1.2. Responsividad	18
3.1.3. Tiempo de respuesta	19
3.2. Ruido en Fotodetectores	20
3.2.1. Ruido de Fotones	20



3.2.2. Ruido Foto-Electrónico	21
3.2.3. Ruido de Ganancia	21
4. Aspectos Prácticos	23
4.1. Descripción del Hardware Utilizado	23
4.2. El Radiómetro NIR 512	23
4.2.1. Funcionamiento del Radiómetro	24
4.2.2. Especificaciones Técnicas	26
4.2.3. El Detector InGaAs	27
4.3. El Backbody LandCal RP 1200	29
4.4. La Fibra Óptica	31
5. Modelos de Calibración	32
5.1. Ecuaciones y Rango de Para las mediciones	32
5.2. Filosofía de Calibración	33
5.3. Configuraciones para Calibraciones Radiométricas	33
5.3.1. Configuración Near Extended Source	34
II Calibración y análisis de Resultados	36
6. Mediciones	38
6.1. Procedimiento de Medición	38
6.1.1. Set-up para Mediciones	40
6.1.2. Condiciones de Medición	40
6.2. Resultados de las Mediciones	40
7. Obtención del Vector de Calibración	42
7.1. Procedimiento de Obtención	42
7.2. Vector de Calibración Obtenido	43
8. Resultados Obtenidos	44
8.1. Curvas Obtenidas	44
9. Conclusiones	48
9.1. Conclusiones Generales	48
9.2. Conclusiones con respecto al Método	49
9.3. Conclusiones de los Resultados Obtenidos	49
Bibliografía	49

Lista de Figuras

2.1. Esquema de Recepción y Transmisión	5
2.2. Detección de Fuente Discreta	7
2.3. Representación de un Cuerpo Negro	8
2.4. Espectro característico de un cuerpo negro	9
2.5. Modelo de cavidad	10
2.6. Comparación espectro real vs esperado por Rayleigh-Jeans	13
2.7. Espectro Electromagnético	15
3.1. Esquema básico de un dispositivo fotodetector	16
3.2. Coeficientes de absorción para varios materiales semiconductores	18
4.1. Diagrama Elemental del Radiómetro	25
4.2. Diagrama de conexión para comunicaciones	26
4.3. Respuesta espectral del detector	27
4.4. Presentación Comercial del Detector	28
4.5. Circuito Equivalente del Detector InGaAs	28
4.6. Black Body LandCal RP1200	29
4.7. Espectro de Planck Black Body	30
4.8. Curva de Atenuación Fibra Óptica	31
5.1. Curva de Atenuación Fibra Óptica	34
6.1. Set-up de calibración en laboratorio	40
6.2. Resultado de mediciones en formato de cuentas Digitales	41
7.1. Valores esperados de espectro	42
7.2. Vectores de Calibración y media estadística de ellos	43
8.1. Curvas de Espectro Calibrado y Teórico	45
8.2. Curvas de Espectro Calibrado y Teórico	46

Lista de Tablas

2.1. Resumen de Magnitudes Básicas	4
4.1. Resumen de Especificaciones Técnicas del Radiómetro	26
4.2. Características Black Body utilizado	29



Parte I

Marco Teórico



Capítulo 1

Introducción

1.1. Problema Planteado

El problema que este trabajo apunta a resolver corresponde a la calibración de un radiómetro en el rango NIR. En este sentido *calibrar* corresponde a asignar unidades de ingeniería a la salida del equipo.

Este problema surge de la necesidad de conocer la relación existente entre la salida del radiómetro en su formato original y lo indicado por la teoría. Además de la necesidad de conocer más profundamente la respuesta del equipo, debido a que conociendo mejor esta respuesta es posible realizar una evaluación objetiva del estado del equipo y de sus capacidades, además de comprobar en forma práctica lo que expresa el fabricante al momento de vender el equipo.

1.2. Objetivos del Trabajo

Este trabajo tiene como objetivos principales

- Realizar la calibración del equipo en variables radiométricas
- Obtener el modelo calibrado del radiómetro

1.3. Metodología para la Calibración

Para llevar a cabo la calibración se procederá a tomar variadas muestras en el rango de operación del radiómetro, tomando como fuente conocida un black-body. Variando la temperatura de operación del black-body se obtendrán las diferentes longitudes de onda necesarias para tener una muestra representativa de la respuesta del equipo.

Estas muestras serán adquiridas en forma experimental en laboratorio siguiendo un procedimiento que será expuesto posteriormente en el desarrollo del informe.

Luego se procederá al procesamiento de los datos obtenidos en forma experimental con el objetivo de encontrar el vector de calibración para el equipo bajo las condiciones que serán expuestas poste-

riormente. Una vez calculado el vector de calibración se realizará la prueba del mismo para corroborar su validez.

1.4. Formato del Informe

El presente informe se encuentra dividido en dos partes. En la primera parte se expondrán los aspectos teóricos que serán los bloques basales para el posterior análisis de los resultados obtenidos. También se incluyen las características técnicas de los dispositivos de hardware utilizados, los modelos de calibración encontrados en la bibliografía y la selección adecuada del mismo.

En la segunda parte se expondrán el procedimiento para realizar las mediciones, la obtención del vector de calibración, y los resultados de la prueba de validez del mismo.



Capítulo 2

Principios de Radiometría

2.1. Introducción

La radiometría es la rama de la ciencia encargada de la medida de la radiación que, de forma espontánea, emite cualquier superficie que se encuentre a una temperatura diferente de 0 Kelvin, así como del posterior estudio de las relaciones entre esta radiación y los atributos físicos de dicha superficie.

Mediante la observación y comprensión de los procesos físicos asociados con la emisión espontánea de energía de las superficies en observación, es posible calcular gran variedad de parámetros atmosféricos y geofísicos, de composición química entre otros.

2.1.1. Magnitudes Radiométricas

La nomenclatura utilizada para definir las cantidades radiométricas adopta diferentes términos, de acuerdo al punto de vista desde el cual se aborda el tema (óptico o microondas). En la Tabla 2.1 se resumen las cantidades más significativas con sus respectivos términos y unidades [4]:

Tabla 2.1: Resumen de Magnitudes Básicas

Terminología		Unidad
Microondas	Óptica	
Energía	Energía Radiante	Joule
Densidad de Energía	Densidad Radiante	$Joule/m^3$
Potencia	Flujo Radiante	$Watt$
Densidad de Potencia	Densidad de Flujo Radiante	$Watt/m^2$
Intensidad de Radiación	Intensidad Radiante	$Watt/strad$
Brillo	Radiación	$Watt/stradm^2$

2.1.2. Relaciones básicas para potencia, potencia espectral y brillo

Consideramos la situación ilustrada en la Fig 2.1 a continuación, donde una antena transmisora de área efectiva A_T está a una distancia R de una antena receptora sin pérdidas con área efectiva A_R .

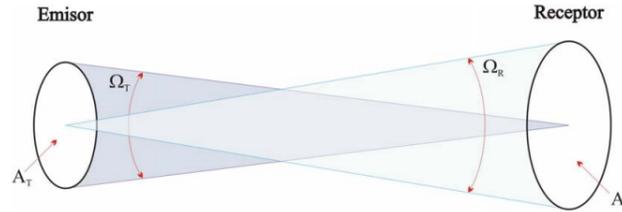


Figura 2.1: Esquema de Recepción y Transmisión

Ambas antenas están orientadas en la dirección de máxima directividad una respecto a la otra, y la distancia R se considera que es suficientemente grande como para suponer que la densidad de potencia S_T debido a la antena transmisora es constante sobre el ángulo sólido Ω_R . La potencia interceptada por la antena receptora vendrá dada por [4]:

$$P = S_T \cdot A_R$$

Sabiendo que la intensidad de radiación (o diagrama de radiación) se define como:

$$F_T = S_T \cdot R^2$$

$$P = \frac{F_T A_R}{R^2}$$

entonces

Debemos recordar que F_T depende de la potencia de entrada de la antena transmisora y de su área efectiva A_T (entre otros factores).

Para caracterizar de manera adecuada tanto fuentes de radiación extendidas como puntuales, se define una magnitud que representa la potencia radiada por unidad de ángulo sólido por unidad de área:

$$B = \frac{F_T}{A_T}$$

donde la magnitud B es llamada brillo. En función de ella, la potencia recibida será:

$$P = \frac{B A_R A_T}{R^2}$$

pero por definición, el ángulo sólido subtendido por el área de la antena transmisora es:

$$\Omega_T = \frac{A_T}{R^2}$$

entonces:

$$P = B A_R \Omega_T$$

Si ahora consideramos el brillo de una fuente extendida en función de las coordenadas, y lo mismo para el patrón de radiación (normalizado) de la antena receptora (para generalizar y de esta manera eliminar

la restricción de máxima direccionalidad), podemos expresar un diferencial de potencia recibida en función de un diferencial de ángulo sólido como:

$$dP = A_R B(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega$$

Pero hasta ahora no se he hecho referencia al comportamiento espectral de la radiación. Con este fin se define el brillo espectral (B_f , que no representa más que el brillo por ancho de banda.

La potencia real recibida sobre un ancho de banda Δf (desde f a $f + \Delta f$) vendrá dada por:

$$P = A_R \int_f^{f+\Delta f} \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega df$$

Donde la integración se realiza sobre un ángulo sólido de 4π esteroradianes (esfera completa). Esta relación permite calcular la potencia recibida en términos de la distribución direccional del brillo espectral $B_f(\theta, \phi)$. Si $B_f(\theta, \phi)$ no está polarizada y la antena es polarizada, solo se detecta la mitad de la potencia total incidente sobre su superficie, entonces:

$$P = \frac{1}{2} A_R \int_f^{f+\Delta f} \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega df$$

2.1.3. Cantidades Relacionadas con el Brillo

El brillo espectral es la magnitud fundamental en la radiometría, pero también se utilizan otras cantidades definidas en términos de B_f

- **Potencia Espectral:**

Representa la potencia recibida en un ancho de banda de $1[Hz]$, es decir

$$P_f = \frac{1}{2} A_R \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega$$

Entonces se puede expresar la potencia como:

$$P = \int_f^{f+\Delta f} P_f df$$

- **Densidad Espectral de flujo:**

Se define como:

$$S_f = \iint_{4\pi} B_f(\theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad [W/Hz \cdot m^2]$$

Si ahora la antena se encuentra observando una fuente discreta (por ejemplo) una estrella y dicha

fuente subtendiendo un ángulo sólido Ω_S , el cual es mucho menor que el ángulo sólido del lóbulo principal del diagrama de radiación de la antena Fig 2.2, entonces se puede formular la siguiente aproximación

$$F_n(\theta, \phi) \approx 1 \text{ sobre } \Omega_S$$

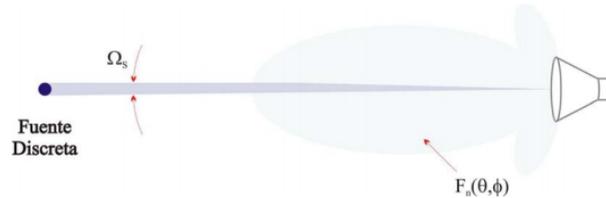


Figura 2.2: Detección de Fuente Discreta

entonces:

$$S_f = B_{fs}\Omega_S$$

Donde B_{fs} es el brillo espectral de la fuente, considerándola constante sobre Ω_S

2.2. Radiación Térmica

Cualquier cuerpo que se encuentre a una temperatura absoluta diferente de cero Kelvin, emite de manera espontánea energía en forma de ondas electromagnéticas. Este fenómeno, conocido como radiación térmica, se debe al paso de los electrones de una órbita a otra de menor energía [5].

2.2.1. Cuerpo Negro

Un cuerpo negro es un objeto teórico o ideal que absorbe toda la luz y toda la energía radiante que incide sobre él. Nada de la radiación incidente se refleja o pasa a través del cuerpo negro. A pesar de su nombre, el cuerpo negro emite luz y constituye un sistema físico idealizado para el estudio de la emisión de radiación electromagnética. El nombre Cuerpo negro fue introducido por Gustav Kirchhoff en 1862. La luz emitida por un cuerpo negro se denomina radiación de cuerpo negro.

Todo cuerpo emite energía en forma de ondas electromagnéticas, siendo esta radiación, que se emite incluso en el vacío, tanto más intensa cuando más elevada es la temperatura del emisor. La energía radiante emitida por un cuerpo a temperatura ambiente es escasa y corresponde a longitudes de onda superiores a las de la luz visible (es decir, de menor frecuencia). Al elevar la temperatura no sólo aumenta la energía emitida sino que lo hace a longitudes de onda más cortas; a esto se debe el cambio de color de un cuerpo cuando se calienta. Los cuerpos no emiten con igual intensidad a todas las frecuencias o longitudes de onda, sino que siguen la ley de Planck.

A igualdad de temperatura, la energía emitida depende también de la naturaleza de la superficie; así, una superficie mate o negra tiene un poder emisor mayor que una superficie brillante. Así, la

energía emitida por un filamento de carbón incandescente es mayor que la de un filamento de platino a la misma temperatura. La ley de Kirchhoff establece que un cuerpo que es buen emisor de energía es también buen absorbente de dicha energía. Así, los cuerpos de color negro son buenos absorbentes.

2.2.2. Radiación de un Cuerpo Negro-Espectro de Planck

El origen de la Física Cuántica tuvo lugar con el estudio de la radiación térmica. Todo cuerpo, por el hecho de estar a cierta temperatura emite energía electromagnética, denominada radiación térmica y que se genera por el movimiento acelerado que sufren las partículas cargadas que constituyen ese cuerpo.

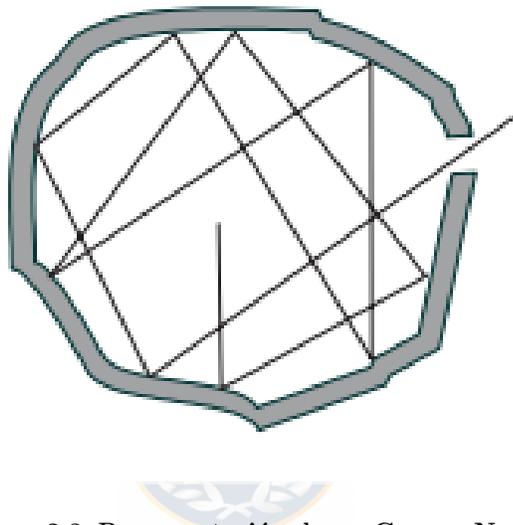


Figura 2.3: Representación de un Cuerpo Negro

Cuando el cuerpo se encuentra en equilibrio térmico la radiación que emite por unidad de tiempo es igual a la que absorbe. Si la temperatura del cuerpo es de unos $300K$ (temperatura ambiente) no vemos la radiación que emite, ya que esta se encuentra en el infrarrojo y el ojo humano no la detecta. Sin embargo, si aumentamos la temperatura llega un momento en que empezamos a ver el cuerpo de color rojo (se dice que está *al rojo vivo*) y si se sigue aumentando la temperatura se tornará blanco, es decir, se emite radiación en todo el espectro visible. El espectro de la radiación térmica depende en general de la composición del cuerpo, sin embargo, existen una serie de cuerpos que emiten un espectro de radiación universal cuando están en equilibrio térmico, y son los denominados *Cuerpos Negros*. Como se mencionó anteriormente un cuerpo negro es aquel que no refleja radiación, es decir absorbe toda la radiación que percibe. Existe una forma muy simple de construir un cuerpo negro y es realizando una cavidad como la que se muestra en la Fig 2.3, de paredes absorbentes de modo que la radiación que entra difícilmente pueda salir

En la Fig 2.4 se observa el espectro característico de un cuerpo negro a distintas temperaturas. La función que representa $U(\nu)$ es tal que $U(\nu)d\nu$ es la energía de la radiación electromagnética por unidad de volumen cuya frecuencia está comprendida entre ν y $\nu + d\nu$

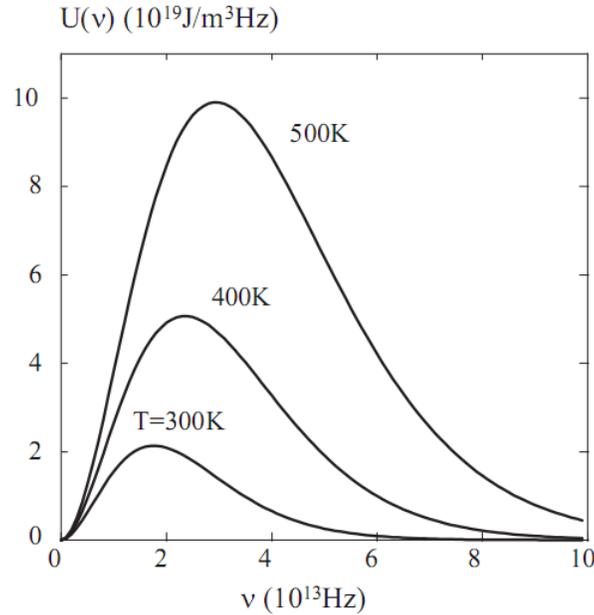


Figura 2.4: Espectro característico de un cuerpo negro

A finales del siglo XIX se conocía este espectro de radiación y dos leyes relacionadas con este espectro. Se sabía que la frecuencia para la cual la función $U(\nu)$ es máxima es proporcional con la temperatura, conocida como la *Ley de Desplazamiento de Wien*

$$\nu_{max} = 5,88 \times 10^{10} \cdot T \text{ ó bien } \lambda_{max} = \frac{0,0028976}{T} \quad (2.1)$$

En la Fig 2.4 se observa que cuando aumenta la temperatura, el máximo se desplaza hacia valores mayores de frecuencia. Otra ley que se conocía consiste en que la energía total por unidad de volumen, que se obtiene integrando esa función para todas las frecuencias, es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura, conocida como la ley de *Stefan-Boltzmann*

$$U_T = \int U(\nu) d\nu = 1,89 \times 10^{-16} \cdot T^4 = \sigma \cdot T^4 (\text{J/m}^3) \quad (2.2)$$

Como se mencionó anteriormente el espectro de la radiación no depende de la composición del cuerpo sino únicamente de su temperatura. El explicar la radiación del cuerpo negro fue un reto para los físicos de finales del siglo XIX, ya que al no depender de la composición del cuerpo no dependerá de cómo se emite y absorbe la radiación por parte de los electrones de las paredes de la cavidad y se debiera poder explicar en base al electromagnetismo y la termodinámica. Sin embargo, todos los intentos que se realizaron para explicar esta radiación mediante teorías clásicas fueron en vano. Se analizará el más acertado de estos intentos, que fue lo que se conoce como el modelo de *Rayleigh-Jeans*

Con este modelo se pretende analizar la radiación electromagnética que se propaga dentro de una cavidad cuando se encuentra en equilibrio térmico. Sabemos que el espectro de la radiación no depende

de la forma de la cavidad ni de la composición de las paredes. Por tanto no dependerá tampoco de las condiciones de contorno en las paredes, ya que éstas son muy distintas por ejemplo para un conductor que para un dieléctrico. Por esta razón se puede escoger libremente tanto la forma como las condiciones de contorno, de modo que se procede a escoger la más sencilla, que consiste en tomar un cubo de lado a con condiciones de contorno periódicas en las paredes

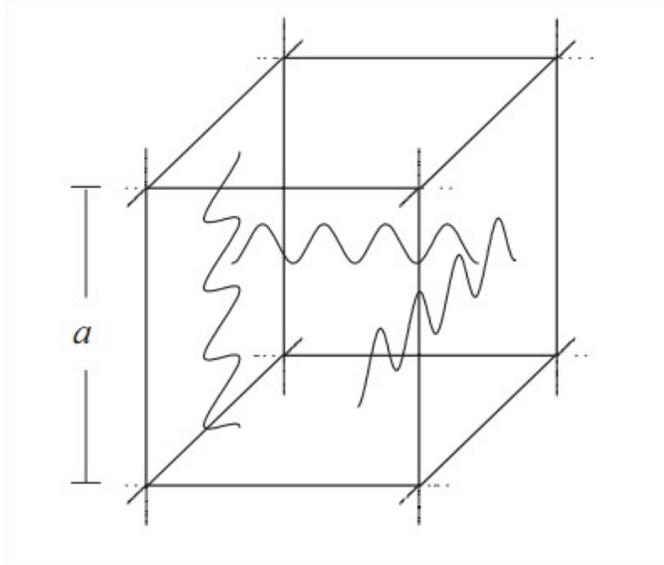


Figura 2.5: Modelo de cavidad

Se requiere estudiar la radiación electromagnética dentro de la cavidad. Se puede entonces restringir el estudio al campo eléctrico, ya que para una onda electromagnética, a partir del campo eléctrico es posible obtener el campo magnético. El campo eléctrico dentro de la cavidad se podrá escribir como una superposición de ondas planas como la siguiente

$$\vec{E} = (\vec{r}, t) = E_{01}\vec{e}_1 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)} + E_{02}\vec{e}_2 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$$

Donde los vectores \vec{e}_1 y \vec{e}_2 son dos vectores unitarios perpendiculares entre sí y perpendiculares a la dirección de propagación de \vec{k} . Lo que se pretende con este modelo es contar el número de ondas planas que se propagan por la cavidad para una frecuencia comprendida entre una cierta frecuencia ν y $\nu+d\nu$ y asignarle una energía media a estas ondas planas, para obtener de este modo la energía de la radiación electromagnética con frecuencia comprendida en dicho intervalo. Se imponen las condiciones de contorno al campo eléctrico

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x + a, y, z) = \vec{E}(x, y + a, z) = \vec{E}(x, y, z + a)$$

Estas condiciones sólo se pueden satisfacer si las componentes del vector de onda satisfacen las siguientes relaciones:

- $k_x a = 2\pi \cdot n_x$

- $k_y a = 2\pi \cdot n_y$
- $k_z a = 2\pi \cdot n_z$

siendo n_x, n_y, n_z, \dots , números enteros. Esto es similar a lo que ocurre cuando imponemos condiciones de contorno restrictivas en los contornos resulta que no se puede propagar una onda con cualquier valor de la longitud de onda. Se puede calcular ahora el número de ondas planas que se propagan dentro de la cavidad que tienen su vector de onda comprendido entre un cierto vector \vec{k} y $\vec{k} + d\vec{k}$ y que será el siguiente:

$$N_{\vec{k}}(\vec{k}) d^3\vec{k} = 2dn_x dn_y dn_z$$

Donde el factor 2 aparece para tener en consideración las dos posibles polarizaciones de las ondas planas (las dos direcciones de \vec{e}_1 y \vec{e}_1). Conociendo la relación entre n_x, n_y, n_z , y las componentes del vector de onda podemos expresar este número de la siguiente forma:

$$N_{\vec{k}}(\vec{k}) dk_x dk_y dk_z = N_{\vec{k}}(\vec{k}) d^3\vec{k} = 2 \cdot \left(\frac{a}{2\pi}\right)^3 \cdot d^3\vec{k}$$

A partir de este número podemos calcular el número de ondas planas que se propagan dentro de la cavidad, cuyo módulo del vector de onda o número de onda esta comprendido entre un cierto valor de k y $k + dk$, teniendo en cuenta a siguiente relación $d^3\vec{k} = dk_x dk_y dk_z = 4\pi k^2 dk$, de modo que el número que buscamos es el siguiente:

$$N_k(k) dk = 2 \left(\frac{a}{2\pi}\right)^3 4\pi k^2 dk = \frac{a^3}{\pi^2} k^2 dk$$

Por último, conociendo la relación que existe la frecuencia y el número de ondas $k = 2\pi\nu/c$, es posible encontrar el número de ondas planas que se propagan dentro de la cavidad con frecuencia comprendida entre ν y $\nu + d\nu$ que es:

$$N_\nu d\nu = \frac{8\pi a^3}{c^3} \nu^2 d\nu$$

Como se puede observar, el número de ondas planas comprendidas en un intervalo $d\nu$ es proporcional al cuadrado de la frecuencia, y por lo tanto, hay más ondas planas de frecuencia alta que pequeña. El número de modos obtenido es independiente de la forma y las condiciones de contorno, debido a esta independencia implica que de haber escogido un cubo de paredes conductoras el número de modos obtenido sería el mismo.

Para comparar con el espectro del cuerpo negro presentado anteriormente se debe calcular la energía por unidad de volumen de la radiación que tiene su frecuencia comprendida entre ν y $\nu + d\nu$, de modo que se asignará una energía a las ondas planas que se propagan dentro de la cavidad. Una onda electromagnética que se propague dentro de la cavidad puede tener cualquier valor de energía, ahora bien, si la radiación electromagnética se encuentra en equilibrio térmico con la cavidad será más probable que tenga una energía pequeña que una que sea mucho mayor que la energía característica del cuerpo, la que viene dada por $k_b T$, donde k_b es la constante de *Boltzmann* y T es la temperatura del

cuerpo. La distribución de energías en el equilibrio térmico viene dada por la distribución de *Boltzmann*

$$\rho_E(E)dE = Ae^{-E/k_B T}dE$$

donde $\rho_E(E)$ es la probabilidad de que una onda tenga su energía comprendida entre E y $E + dE$. A partir de esta distribución de energías es posible calcular el valor medio de la energía:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty E \rho_E(E) dE}{\int_0^\infty \rho_E(E) dE} = k_B T$$

Este valor medio es independiente de la frecuencia. Por último se puede calcular la energía de la radiación térmica por unidad de volumen cuya frecuencia está comprendida entre ν y $\nu + d\nu$, descrito como la función $U(\nu)d\nu$, luego multiplicando el número de $N_\nu(\nu)d\nu$ por la energía media $k_B T$ y dividiendo por el volumen de la cavidad, se obtiene:

$$U(\nu)d\nu = \frac{8\pi k_B T}{c^3} \cdot \nu^2 d\nu \quad (2.3)$$

La Ecuación (2.3) es conocida como la fórmula de *Rayleigh-Jeans* para el espectro de la radiación del cuerpo negro. En la Fig 2.6 se muestra una comparación entre el resultado que predice la fórmula de *Rayleigh-Jeans* y el espectro real de la radiación del cuerpo negro. Como se puede observar, la fórmula de *Rayleigh-Jeans* se ajusta bien al espectro de radiación real para el caso de frecuencias pequeñas. Sin embargo para frecuencias grandes la fórmula de *Rayleigh-Jeans* diverge mientras que el espectro real es convergente. Además la fórmula de *Rayleigh-Jeans* conduce a un resultado absurdo al integrar la función $U(\nu)$ para todas las frecuencias para obtener la energía total de la radiación se obtiene un valor infinito. Este resultado absurdo es conocido como la *catástrofe del ultravioleta*. Ninguno de los intentos que se realizaron a finales del siglo XIX consiguió explicar la radiación del cuerpo negro.

Wien había encontrado mediante argumentos termodinámicos que la función $U(\nu)$ tenía que ser de la forma $U(\nu) = \nu^3 f(\nu/T)$, sin embargo la función f no se podía determinar mediante argumentos termodinámicos. Wien pudo ajustar de forma aproximada la función $U(\nu)$ introduciendo el comportamiento exponencial que presenta el espectro real de la radiación térmica para altas frecuencias, de modo que, de acuerdo con los argumentos de Wien se tiene:

$$U(\nu)d\nu \propto \nu^3 e^{-c\nu/T}$$

siendo c una constante. Esta ecuación se ajusta bien para altas frecuencias pero no para pequeñas.

Finalmente, en 1900 Planck presentó sus resultados sobre un ajuste empírico del espectro real de la radiación del cuerpo negro. La fórmula que Planck encontró empíricamente conseguía reproducir el espectro real de la radiación térmica para todas las frecuencias y temperaturas. Planck aprovechó el comportamiento de la fórmula de *Rayleigh-Jeans* para frecuencias pequeñas y el de la fórmula de Wien para frecuencias altas. Luego la fórmula de *Planck* es la siguiente:

$$U(\nu)d\nu = \frac{8\pi k_B T}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad (2.4)$$

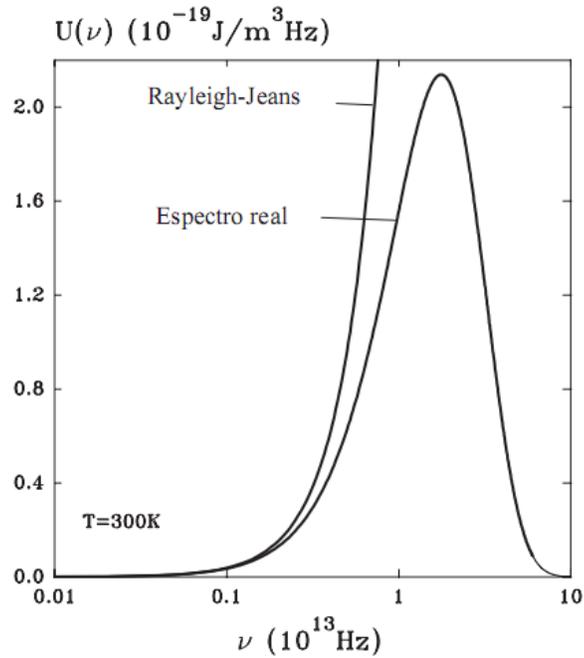


Figura 2.6: Comparación espectro real vs esperado por Rayleigh-Jeans

siendo h una constante ($h = 6,63 \times 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$)

Sin embargo, Planck tardó algún tiempo hasta conseguir justificar la fórmula que había encontrado. Planck conocía los experimentos de Hertz, mediante los cuales una carga oscilante emite radiación electromagnética de la misma frecuencia de la oscilación, de modo que pensó que la radiación dentro de una cavidad se debía a los electrones de las paredes de la cavidad que describían un movimiento oscilatorio. Planck encontró que se podía justificar la fórmula que había encontrado suponiendo que estos osciladores no pueden tener cualquier energía. De esta forma, un electrón que oscile con frecuencia ν sólo puede tener una energía múltiplo entero de $h\nu$. La constante h la dejó como un parámetro de ajuste. Como consecuencia de la hipótesis de Planck, la energía de una onda electromagnética de frecuencia ν que se propague en la cavidad no toma valores continuos sino discretos, múltiplos enteros del valor $h\nu$. En este caso, el valor medio de la energía se calcula sumando sobre todos los posibles valores discretos de la energía

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu A e^{-nh\nu/k_B T}}{\sum_{n=0}^{\infty} A e^{-nh\nu/k_B T}} = \frac{h\nu e^{-h\nu/k_B T}}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$$

En función de la longitud de onda se tiene:

$$L_\lambda = \epsilon(\lambda) \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5} \right) \left(\frac{1}{e^{hc/KT} - 1} \right) \quad (2.5)$$

A partir de la hipótesis de Planck es posible calcular la función $U(\nu)$ tal como con en el modelos de Rayleigh-Jeans, obteniendo la fórmula de Planck no sólo se ajusta perfectamente al espectro real de la radiación térmica, sino que también permite obtener la *Ley de Wien* y la *Ley de Stefan-Boltzmann*. El buen acuerdo de la fórmula de Planck, puede inducir que la hipótesis de Planck debe ser un reflejo de la realidad. De hecho hoy en día, es sabido que la energía de la radiación electromagnética sólo puede tomar valores discretos, de modo que la energía de una onda electromagnética de frecuencia ν solo tomará valores que sean múltiplos enteros de $h\nu$, es decir $0, h\nu, 2h\nu, \dots$. Se comprende, ahora, por qué la fórmula de *Rayleigh-Jeans* funciona bien para el caso de frecuencias pequeñas, el valor de $h\nu$ también será pequeño, de modo que se puede considerar la energía de la radiación electromagnética como continua en lugar de discreta. Para valores pequeños de la frecuencia, la exponencial que aparece en la fórmula de Planck se puede aproximar de la siguiente forma:

$$e^{h\nu/k_B T} - 1 \simeq \frac{h\nu}{k_B T} \quad \text{y} \quad U(\nu) \simeq \frac{8\pi k_B T}{c^3} \nu^2 d\nu$$

Y se recupera por tanto la fórmula de *Rayleigh-Jeans*. De hecho el carácter discreto de la energía de la radiación electromagnética se debe al valor finito de la constante de Planck.

Si la constante de Planck fuera nula, la energía de la radiación sería entonces continua. Por lo tanto la teoría cuántica debe contener a las teorías clásicas en el límite en el que la constante de Planck tiende a cero.

La hipótesis de Planck, fue el nacimiento de la *Física Cuántica*, sin embargo que aunque Planck justificó el resultado obtenido, no dió una interpretación correcta. Suele preguntarse por qué tardó tanto en descubrirse el carácter discreto de la energía electromagnética y la respuesta está en el valor tan pequeño de la constante de Planck, como es sabido su valor $h = 6,63 \times 10^{-34} [J \cdot s]$. Por lo tanto, en muchos fenómenos que ocurren a nivel macroscópicos es absolutamente imposible observar la discretización de la energía. Si en el estudio de un fenómeno deado resulta que $h\nu$ es muy pequeño comparado con la energía característica del sistema, la energía electromagnética podrá ser considerada como continua y el fenómeno podrá ser explicado por las teorías clásicas.

2.3. Espectro Electromagnético

Una vez definidas las relaciones internas de las señales ópticas se revisa espectro electromagnético por completo para poder ubicar los fotones de interés y también el porqué de este interés.

El motivo de presentar los tres ejes es histórico, debido a que, aunque hoy en día es claro que el espectro es algo continuo su estudio histórico no lo presenta como tal, ya que distintas ramas del saber se encargaban de ellas, de este modo

- en la parte baja del espectro se encuentra la zona en la que se ha trabajado para la transmisión de señal vía radio y por lo tanto la nomenclatura de esta zona se hace en frecuencias, para notar notararlo solo se debe reparar en que la señal eléctrica es de $50 [Hz]$, que $500 [KHz]$ es una frecuencia en la que se oye la onda media, que la radio FM está entre los 88 y $108 [MHz]$. Todos los datos suelen ser usados como frecuencias

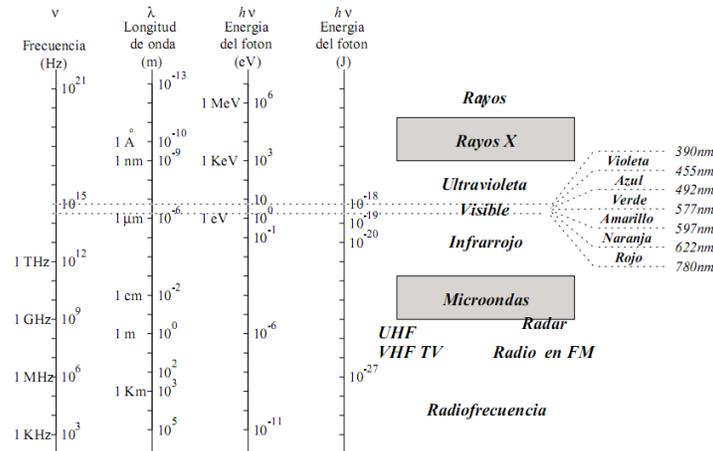


Figura 2.7: Espectro Electromagnético

- cuando se habla de microondas o de la banda de las milimétricas se está dando a entender que es la longitud de onda lo que se utiliza para denominarlos, sin embargo ultimamente en la telefonía móvil y comunicación satelital se habla de $[GHz]$
- al seguir avanzando en frecuencia se llega al infrarrojo lejano que comienza en los $100[\mu m]$ y sigue hasta el infrarrojo cercano sobre los $0,72[\mu m]$ ó $720[nm]$ donde comienza el visible y más concretamente el rojo, continuando al azul con una longitud de onda sobre los $340[nm]$ para pasar a los rayos ultravioleta, desde los bronceadores rayos UVA (ultravioleta A) hasta los perniciosos y cancerígenos UVC que llegan hasta $1[nm]$
- más arriba la denominación pasa a ser energética desde los rayos X que llegan desde $1[KeV]$ (baja energía) que se utilizan para las radiografías hasta los $100[KeV]$, finalmente y por parar en algún lugar se encuentran los rayos γ que se utilizan en tratamientos de radioterapia, como por ejemplo las bombas de cobalto o los aceleradores lineales con energía que superan $1[MeV]$

El rango de energías interesante desde el punto de vista de los dispositivos optoelectrónicos se encuentra en el infrarrojo medio ($\lambda < 5[\mu m]$)

Capítulo 3

Fotodetectores

La definición básica de un fotodetector radica en su funcionamiento como transductor de luz que proporciona una señal eléctrica como respuesta a la radiación óptica que incide sobre la superficie sensora.

Existen dos tipos fundamentales de detectores de luz, los térmicos y los fotónicos que operan con mecanismos de transducción diferentes.

Los detectores térmicos absorben (detectan) la energía de los fotones incidentes en forma de calor con lo que se produce un incremento en la temperatura del elemento sensor que implica también un cambio en sus propiedades eléctricas como por ejemplo la resistencia. El cambio en esta propiedad eléctrica en función del flujo radiante recibido es lo que permite su medida a través de un circuito exterior. La mayoría de esta clase de fotodetectores son bastante ineficientes y relativamente lentos como resultado del tiempo requerido para cambiar su temperatura, lo que les hace inadecuados para la mayor parte de las aplicaciones fotónicas.

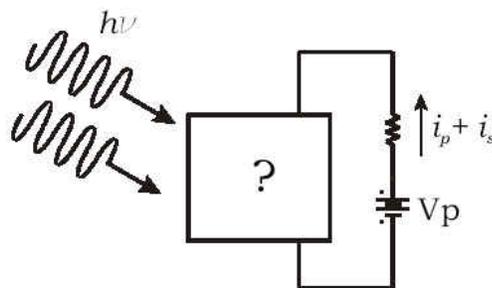


Figura 3.1: Esquema básico de un dispositivo fotodetector

Los detectores fotónicos no utilizan la energía del fotón en forma de calor, sino que la invierten en incrementar la energía de sus portadores de carga, con lo que se modifican las propiedades de conducción eléctrica de los sistemas detectores en función del flujo de fotones recibido. Este proceso de conversión implica la transformación de los fotones incidentes en electrones, pero esta respuesta simple

no tendría ninguna relevancia si esos electrones no se ponen en movimiento para generar una corriente, que es la magnitud que realmente podemos medir, para ello en ocasiones hay que aplicar un campo eléctrico, dando lugar a un esquema como el de la Fig 3.1. Dado su origen, la corriente así generada recibe el nombre de fotocorriente [7]

3.1. Propiedades de los Fotodetectores

Para caracterizar el comportamiento de estos detectores, existen unos parámetros fundamentales a tener en cuenta en el proceso de selección para cada aplicación particular, estos son:

- Eficiencia Cuántica
- Responsividad
- Tiempo de Respuesta

En general, los fabricantes de dispositivos proporcionan datos relacionados con estas características fundamentales, aunque en ocasiones no de manera explícita. Aparte de la información de los dispositivos como detectores de radiación, también se debe tener en cuenta sus propiedades eléctricas en virtud de las características de componente electrónico que presentan.

3.1.1. Eficiencia cuántica

Se define como la probabilidad de que un fotón incidente sobre el dispositivo genere un par de portadores que contribuyen a la corriente del detector. Dado que en general se tiene una elevada cantidad de fotones incidiendo sobre la superficie del detector, es posible escribir la eficiencia cuántica como: [6] [7]

$$\eta = \frac{\text{flujo_electrones_generado}}{\text{flujo_electrones_incidente}} \quad (3.1)$$

No todos los fotones incidentes generan portadores que contribuyan a la *fotocorriente*, los efectos de reflexión en la superficie, transparencia del material a los fotones de energía inferior a la del *gap* de energía prohibida del mismo, la probabilidad de absorción cerca de la superficie del dispositivo y la rápida recombinación de portadores en este caso por la abundancia de defectos, hace que la eficiencia cuántica se reduzca. Considerando estos factores la eficiencia cuántica total viene dada por:

$$\eta = (1 - R) \cdot \xi \left(1 - e^{-\alpha \cdot d}\right) \quad (3.2)$$

En la Ecuación (3.2), aparecen tres términos diferentes que afectan a la eficiencia cuántica. El primero da cuenta de los efectos de reflexión en la superficie del dispositivo, es decir, de todos los fotones incidentes una fracción no penetra en el material. El segundo término ξ , hace referencia a la fracción de los fotones incidentes que penetran en el material generando pares *electrón-hueco*, y que evitan la recombinación superficial de portadores de carga, con lo que contribuyen a la generación de

corriente útil. El problema de la recombinación superficial puede minimizarse si se realiza un crecimiento cuidadoso de los cristales que forman los dispositivos. Finalmente, aparece un término que da cuenta de la fracción de fotones absorbidos en el material masivo. Aparecen parámetros tales como el coeficiente de absorción del material α y la profundidad del fotodetector (d). La obtención de este término tiene en cuenta el flujo de fotones incidente Φ_0 , y los absorbidos en función de la capacidad de absorción del material (Fig 3.2). Considerando la expresión de los fotones absorbidos (Ecuación (3.3)).

$$\Phi(d) = \Phi_0 \cdot e^{-\alpha \cdot d} \quad (3.3)$$

Es posible deducir el tercer término de la Ecuación (3.2).

Notar que el coeficiente de absorción en la Ecuación (3.2) depende de la longitud de onda. Este es uno de los factores principales por los que la eficiencia cuántica del dispositivo dependerá también de la longitud de onda. Esta circunstancia da lugar a la necesidad de utilizar diferentes materiales dependiendo del rango de longitudes de onda a detectar (Fig 3.2).

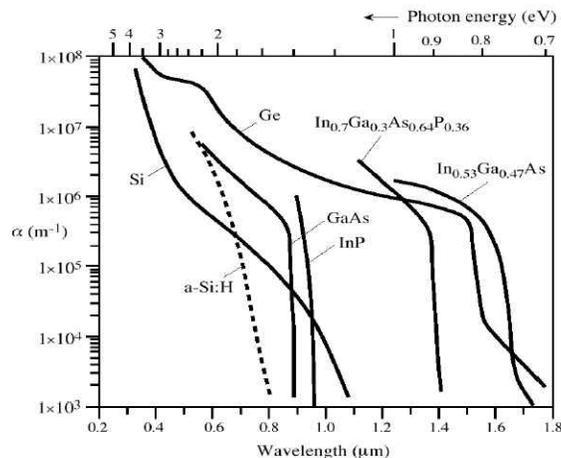


Figura 3.2: Coeficientes de absorción para varios materiales semiconductores

3.1.2. Responsividad

Sensibilidad espectral es la eficiencia relativa de la detección, de la luz u otra señal, como una función de la frecuencia o longitud de onda de la señal.[8]

Es un dato que suelen suministrar los fabricantes de dispositivos (Fig 3.2) y que hace referencia a la corriente que circula por el mismo en función de la potencia óptica incidente. Si cada fotón incidente generase un par *electrón-hueco*, un flujo de fotones ϕ produciría el mismo flujo de electrones, con lo que tendríamos una *fotocorriente* dada por:

$$i_p = e \cdot \phi \quad (3.4)$$

por tanto, una potencia óptica incidente:

$$P = \phi \cdot h\nu \quad (3.5)$$

generaría una corriente eléctrica

$$i_p = \frac{eP}{h\nu} \quad (3.6)$$

se debe considerar la fracción de fotones útiles en la generación de esa corriente, ese valor es proporcionado por la eficiencia cuántica, por tanto:

$$i_p = \eta \cdot \frac{eP}{h\nu} = \mathfrak{R} \Rightarrow \mathfrak{R}(\lambda) = \frac{\eta(\lambda) \cdot e}{h\nu} \quad (3.7)$$

De acuerdo a las relaciones que se observan en la Ecuación (3.7) la responsividad crece con λ hasta que se alcance el valor de la longitud de onda de corte λ_c . Al presentar una dependencia con λ los fabricantes pueden proporcionar una figura con el rango total de longitudes de onda para las que es útil el dispositivo, o bien la longitud de onda para el cual la responsividad es máxima.

La responsividad del detector puede degradarse cuando la potencia óptica incidente es muy elevada. Se produce entonces la saturación del detector, es decir, se pierde la relación lineal entre la potencia óptica recibida y la corriente generada según la Ecuación (3.7). En general, la responsividad dependerá también de factores como la temperatura y el ángulo de incidencia de la radiación sobre el detector.

Un dato a tener en cuenta es que la responsividad puede recibir diferentes nombres en las hojas de características de dispositivos, así en ocasiones nos encontraremos con que aparece el dato como fotosensibilidad, sensibilidad, sensibilidad espectral, etc. En estos casos siempre es útil observar las unidades que se ofrecen.

Algunos dispositivos pueden presentar ganancia, por lo que las expresiones para la corriente y la responsividad de la Ecuación (3.7) pueden generalizarse sin más que multiplicar por ese factor de ganancia.[7]

3.1.3. Tiempo de respuesta

Parámetro relevante cuando la radiación incidente varía en el tiempo. Es un dato que también aparece especificado por los fabricantes para cada dispositivo particular.

La rapidez en la respuesta a las variaciones del flujo de fotones recibido dependerá del propio material, de las características constructivas del componente y del circuito electrónico al que se encuentre acoplado. Aún con ciertas precauciones en el siguiente dato, los valores típicos en la respuesta de los detectores fotónicos suelen ser inferiores al $[\mu s]$. Este dato puede aparecer en las hojas de especificaciones bajo diferentes formas, como tiempo de subida y bajada, como frecuencia de operación, etc. [7]

3.2. Ruido en Fotodetectores

La corriente real generada en un fotodiodo es de carácter aleatorio, cuyo valor fluctúa entre el valor promedio definido por la foto-corriente:

$$\bar{i} \equiv i_p = \Re P$$

Dichas fluctuaciones se consideran como ruido y se caracterizan utilizando la desviación estándar

$$\sigma_i^2 = \langle (i - \bar{i})^2 \rangle$$

Para un valor medio de corriente igual a cero, la desviación estándar es igual al valor medio cuadrático (rms) de la corriente, i.e.:

$$\sigma^2 = \langle i^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$$

Las fuentes de ruido inherentes al proceso de detección de fotones son:

- Ruido de fotones: asociado con el arribo aleatorio de los fotones al detector (generalmente descrito por una distribución de Poisson).
- Ruido foto-electrónico: para un foto-detector con $\eta < 1$, un fotón tiene una posibilidad η de generar un par foto-electrón-hueco, y una probabilidad $1 - \eta$ de fallar en la conversión. Dado que esto es de carácter aleatorio, contribuye como fuente de ruido.
- Ruido de ganancia: cada fotón detectado genera un número aleatorio G de portadores, i.e., el proceso de amplificación es de carácter aleatorio.
- Ruido del circuito receptor: contribución de los componentes del circuito utilizado en el receptor óptico.

Los parámetros para caracterizar el desempeño de un receptor óptico son:

- **Razón de señal a ruido (SNR):** definida en términos de la corriente como

$$SNR = \frac{\bar{i}^2}{\sigma_i^2}$$

- **Señal Mínima Detectable:** Valor medio de la señal (\bar{i}) requerido para obtener $SNR = 1$
- **Sensibilidad del Receptor:** Señal requerida para obtener una SNR determinada, (SNR_0). Generalmente se selecciona (SNR_0) mayor que 1 para asegurar un valor aceptable de exactitud

3.2.1. Ruido de Fotones

Descrito por la distribución de Poisson:

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

donde el valor medio de número de fotones está dado por:

$$\bar{n} = \frac{PT}{h\nu} = \frac{E}{h\nu}$$

en la cual P es la potencia óptica y T es el intervalo de tiempo en el cual se realiza la detección. Utilizando estas expresiones se pueden obtener la varianza y la SNR para este tipo de distribución:

$$\sigma_n^2 = \bar{n} = SNR$$

Este resultado implica que, por ejemplo, para un valor medio de número de fotones igual a 100, la varianza es igual a 100, i.e., la detección de 100 fotones está acompañada por una incertidumbre de ± 10 fotones. Por otro lado, se observa que la SNR aumenta sin límite a medida que el valor medio de número de fotones aumenta.

3.2.2. Ruido Foto-Electrónico

El número de foto-electrones m detectados en un intervalo de tiempo T es un número aleatorio con valor medio:

$$\bar{m} = \eta \bar{n}$$

Dado que el número de fotones se describe con una distribución de Poisson, la varianza y la SNR están dados por:

$$\sigma_m^2 = SNR = \bar{m}$$

Con esto se puede determinar el valor medio y la varianza de la foto-corriente

$$\bar{i} = e\eta\phi \quad \sigma_i^2 = 2e\bar{i}B$$

en donde B es el ancho de banda del circuito. La SNR puede expresarse en términos de estos parámetros como:

$$SNR = \bar{m} = \frac{\eta\phi}{2B}$$

3.2.3. Ruido de Ganancia

Cuando la ganancia es de carácter aleatoria, el valor medio y la varianza de la *foto-corriente* se obtienen considerando un valor medio de ganancias

$$\bar{i} = e\bar{G}\eta\phi \quad \sigma_i^2 = 2e\bar{G}\bar{i}BF$$

En la varianza se considera también un factor de exceso de ruido (F), relacionado con los factores de ionización:

$$F = k\bar{G} + (1 - k) \left(2 - \frac{1}{\bar{G}} \right)$$

Con esto, la SNR se obtiene mediante la expresión:

$$SNR = \frac{\bar{m}}{F} = \frac{\left(\frac{\eta\phi}{2B}\right)}{F}$$



Capítulo 4

Aspectos Prácticos

Introducción a los aspectos prácticos del desarrollo del problema. Se describirá hardware asociado y sus características, involucrados directamente en el desarrollo del trabajo.

4.1. Descripción del Hardware Utilizado

En esta sección se procede a la descripción y funcionamiento de cada uno de los dispositivos en el desarrollo del problema

4.2. El Radiómetro NIR 512

De acuerdo a la descripción del fabricante, el Radiómetro NIR 512, se presenta como un radiómetro de buena sensibilidad en el infrarrojo cercano. Utiliza un arreglo lineal de 512 elementos de *InGaAs*, dentro del rango de $9 - 1,7[\mu m]$, entregando una resolución espectral de $Z < 5[nm]$.

Dentro de sus principales aplicaciones se puede mencionar

- Análisis de Azúcar
- Control de calidad para la industria del papel y la celulosa
- Detección de nitrógeno en el suelo, para la industria agrícola
- Análisis de lubricantes
- Análisis de alcoholes

Este espectrofotómetro ha sido diseñado bajo el mismo concepto que toda la línea OceanOptics: Alta performance; tamaño miniatura para su uso tanto en el laboratorio como en campo, y absolutamente modular, para poder configurarlo y adaptarlo a cualquier tipo de medición óptica, tan solo cambiando los sensores y/o probetas.

La eliminación de toda parte móvil del sistema óptico, hace sumamente confiable y estable la obtención de las imágenes espectrales de las muestras, eliminando todo tipo de mantenimiento o recalibración opto-electrónica. Todo esto se suma al uso de las fibras ópticas como las encargadas de

llevar la luz a la muestra y retransmitir la respuesta al espectrofotómetro, lo que le infiere al sistema la característica de adquisición a tiempo real.

- **Alta Performance:** Detector de arreglo de diodos, InGaAs auto-enfriado. Efectivo para rangos de 900-1700 [nm] (512) ó modelo extendido para 1200-2100 [nm] (256)
- **Adquisición de Datos a Tiempo Real:** Los datos pueden ser adquiridos con integraciones desde 1 [ms]
- **Diseño Integrado:** Espectrómetro y su conversora Analógica/Digital montados en un mismo gabinete.
- **Conexión "Plug and Play":** Se conecta directamente a cualquier computadora de escritorio o portátil a través del puerto USB, o a través del puerto serial incluso con computadoras de mano (PDA's).

El sistema de **Tiempo de Integración espectral**, permite manejar el ingreso de luz al espectrofotómetro como el obturador de una máquina fotográfica. Este detalle operativo, entrega una versatilidad enorme al sistema, optimizando las señales según el nivel reflectivo/transmisivo de las muestras, la velocidad de paso de las mismas, el tipo de fuente de luz, etc

Los espectros son continuos, sin necesidad de barrido ya que la tecnología está basada en detectores CCD (Coupled Charged Devices), que pueden detectar hasta 512/256 porciones de luz en forma simultánea.

El espectro final tomado como válido puede ser la resultante de varios espectros promediados (de 2 hasta 9999). Esta función, junto con el Tiempo de Integración de cada uno, determinan el tiempo final de la medición, que puede ser desde algunos milisegundos hasta varios minutos. Ejemplo: Si se requiere que el espectro representativo de una muestra específica sea el promedio de 10 lecturas, cada una de ellas con un tiempo de integración de 100 ms, entonces la respuesta será en 1 seg. De esta manera se maneja el universo de muestra a inspeccionar, minimizando al máximo los problemas del Efecto Matriz y la Heterogeneidad del Tamaño de Partículas.

4.2.1. Funcionamiento del Radiómetro

La luz pasa a través de la Espectrómetro de NIR a través de un camino óptico fijo. El banco óptico del Espectrómetro NIR no tiene partes móviles que pueden desgastarse o romperse; todos los componentes están fijos en su lugar en el momento de fabricación.

A continuación se enumeran y describen las partes fundamentales en la operación del dispositivo

1. **Conector SMA:** La luz de una fibra entra en el banco óptico a través del conector *SMA*.
2. **Apertura o Slit:** La luz pasa a través de la apertura (SLIT) instalada, que actúa como abertura de entrada. Estas son aberturas rectangulares, cuyo ancho determina la cantidad de luz ingresando al banco óptico. Los SLIT's son fijos y solo pueden ser reemplazados por personal capacitado para dicho fin. El dispositivo también puede operar sin un SLIT instalado, de esta forma el diámetro de la fibra determinará la cantidad de luz ingresando al equipo

3. **Filtro Instalado:** La luz pasa a través de un filtro instalado en el conector SMA. Es posible disponer de filtros pasa banda como también filtros *Long Pass*, estos son opcionales y son usados para restringir la radiación a ciertas regiones de longitud de onda. Se instalan en la cabeza de montaje del conector *SMA*
4. **Espejo Colimador:** La luz proveniente de la apertura de entrada se refleja en este espejo, y es dirigida como un haz colimado hacia la rejilla.
5. **Rejilla (Grating):** La luz es difractada por la rejilla fija y se dirige al espejo de enfoque. En lugar de una rejilla giratoria (como lo hace en monocromadores de escaneo y otros instrumentos), la rejilla en el Espectrómetro NIR se fija en su lugar en el momento de la fabricación.
6. **Espejo de Enfoque:** La luz difractada golpea este segundo espejo, el cual refleja y enfoca la luz sobre la matriz de detectores.
7. **Detector *InGaAs*:** Cada píxel en el detector responde a la longitud de onda de la luz que incide sobre ella. Luego la electrónica lleva el espectro completo al software.
8. **Convertor Análogo Digital:** Convertor de 16 bit, 500 [KHz] (tasa de conversión)

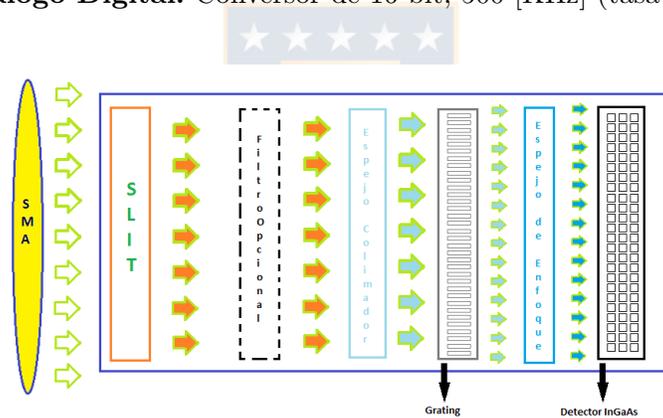


Figura 4.1: Diagrama Elemental del Radiómetro

La Fig 4.1 muestra una representación de la operación del radiómetro, ilustrando las partes principales y el camino que sigue la luz al ingresar al dispositivo

4.2.2. Especificaciones Técnicas

En la Tabla 4.1 se observan las principales características técnicas del dispositivo.[9]

Tabla 4.1: Resumen de Especificaciones Técnicas del Radiómetro

NIR 512	
Detector	InGaAs Hamamatsu G9204
Número de Elementos	512 [pixels]
Rango de Responsividad	0,85-1,7 [μm]
Peak de Responsividad	1,6 [μm]
Tamaño de Pixel	25 x 500 [μm]
Dark Signal RMS	< 12 [counts]
Pixeles defectuosos	0
SNR	4000:1 [a plena señal]
Grating	N1: 300 lines/[mm]
Resolución Óptica	4,2-14 [μm]
Distancia Focal	f/4, 40 [mm]
Rango Dinámico	5000:1 por escaneo
Convertor A/D	16 bits-500 [kHz]
Tiempo de Integración	1 [ms]-3[s]
Resolución Espectral	< 5[um]

9-pin RS-232 Serial Port Pinout

When facing the 9-pin RS-232 Serial Port connector on the NIR Spectrometer, the pins are numbered as:



9-pin RS-232 Serial Port Connector – Pin Definitions

Pin #	Description
2	RS232 Transmit
3	RS232 Receive
5	Ground

Figura 4.2: Diagrama de conexión para comunicaciones

Para la configuración de las comunicaciones se sigue el diagrama de conexión mostrado en la Fig 4.2

4.2.3. El Detector InGaAs

Es un material semiconductor de Indio, Galio y arsénico, utilizado en fotosensores debido a dos propiedades importantes: su velocidad de operación, superior a otros semiconductores más comunes como el silicio o el arseniuro de galio, y la longitud de onda que emiten y detectan los dispositivos fabricados con este material (950nm).

Los modelos G9203-256D y G9204-512D, sensores Indio, Galio, Arsénico, lineales que entregan alta sensibilidad y estabilidad en el NIR. Entre sus principales características destacan: [10]

- Amplio rango dinámico
- Elemento de paso (para G9204-512D 25 [μm])
- Bajo Dark Current
- Ganancia seleccionable
- Circuito Anti-Saturación
- **Circuito CDS (Correlated Double Sampling):** La mayor fuente de ruido en los amplificadores de carga corresponde al reseteo de la capacitancia de integración. El circuito CDS reduce este ruido manteniendo la señal inmediatamente después del reseteo para encontrar el ruido diferencial
- Circuito de compensación de *Offset*
- Alta resolución

La respuesta espectral del detector se observa en la Fig 4.3

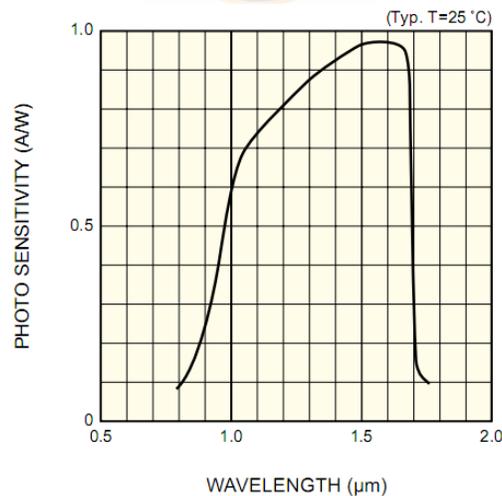


Figura 4.3: Respuesta espectral del detector

De acuerdo a lo que indica el fabricante la presentación (Fig 4.4) del sensor está sellada herméticamente para alta fiabilidad y la ventana de entrada de la luz tiene un recubrimiento anti-reflectante para mejorar la eficiencia de detección de luz.

El circuito de procesamiento de señales en el chip CMOS permite seleccionar dos eficiencias de conversión (CE) por el voltaje externo, siendo posible seleccionar alta ganancia o mayor rango dinámico

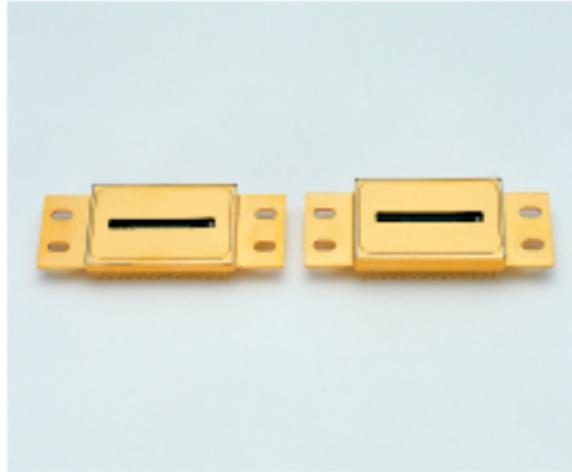


Figura 4.4: Presentación Comercial del Detector

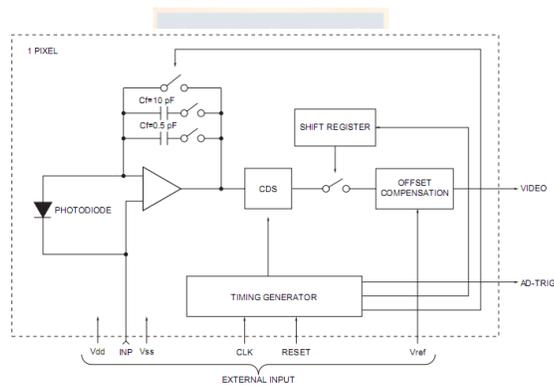


Figura 4.5: Circuito Equivalente del Detector *InGaAs*

4.3. El Backbody LandCal RP 1200

El cuerpo negro utilizado (Fig 4.6) se presenta como un dispositivo de alta estabilidad utilizado como fuente de referencia industrial para calibraciones radiométricas. Completamente portátil y autocontenido, provisto de 3 termómetros los cuales envían la señal de temperatura al controlador dedicado, entregando una resolución de $1^{\circ}[C]$.

Debido a sus características constructivas este puede ser utilizado tanto en laboratorio como en calibraciones en terreno.



Figura 4.6: Black Body LandCal RP1200

Tabla 4.2: Características Black Body utilizado

Black Body LandCal RP 1200	
Temperatura Máxima	1200 [$^{\circ}$ C]
Temperatura Mínima	750 [$^{\circ}$ C]
Tiempo de Calentamiento	25 [min] a 1150 [$^{\circ}$ C]
Emisividad	>0.98
Consumo	1,1 [kVA]
Tipo de Cavidad	Acero resistente al calor (Kanthal APM), 120° de cono
Controlador	Eurotherm with RS232C serial interface

De lo mencionado en los capítulos anteriores es conocido el espectro del cuerpo negro. Considerando lo anterior se procede a graficar el espectro del black body para un rango de temperaturas de interés.

Este espectro *conocido*, será la base de comparación para realizar la calibración del instrumento. Se trabajará en rangos de temperatura dentro de los parámetros óptimos del radiómetro.

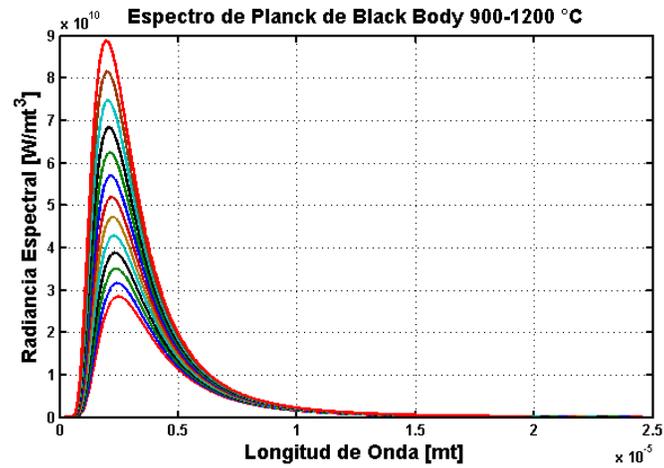


Figura 4.7: Espectro de Planck Black Body

En la Fig 4.7 se observa el espectro simulado del black body utilizando la Ecuación (7.1)



4.4. La Fibra Óptica

Modelo Utilizado

- P400-2-VIS/NIR

La cual esta provista de una banda color naranja lo que indica que el rango de longitud de onda más eficiente corresponde a 400 a 2100 [nm].

Esta fibra esta construida en un nucleo de silicio puro, el cual es revestido con Fluor dopado para mejorar la capacidad de transmisión de la fibra, luego se aplica un nuevo revestimiento, el cual evita la que difunda luz y además fortalece la fibra.

En la Fig 4.8 se observa la curva de atenuación de la fibra utilizada.

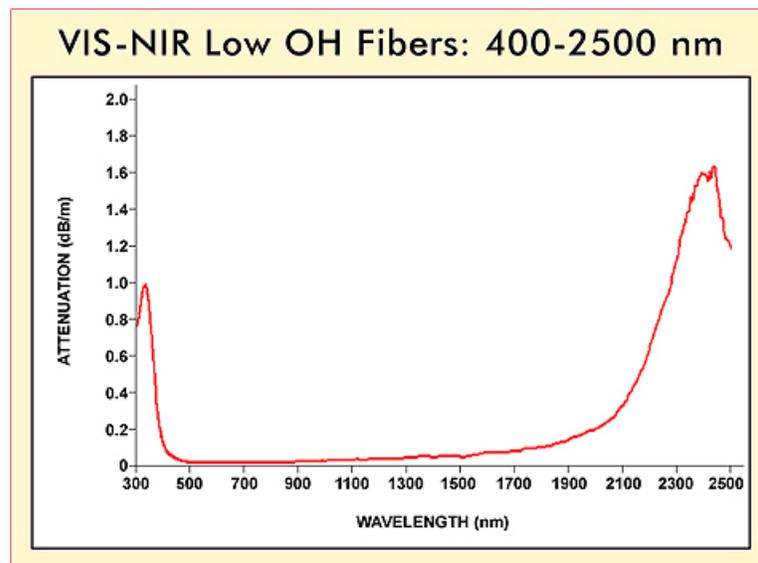


Figura 4.8: Curva de Atenuación Fibra Óptica

Capítulo 5

Modelos de Calibración

5.1. Ecuaciones y Rango de Para las mediciones

La forma general de la ecuación de medidas relaciona la señal observada $SIGNAL$ de un instrumento radiométrico o detector cuya responsividad \mathfrak{R} con respecto a una radiación conocida L . En su forma diferencial es: [1]

$$dSIGNAL = \mathfrak{R}(\lambda)_{mundo} \cdot L_{\lambda}(\lambda)_{mundo} dA d\Omega d\lambda$$

Esta forma no es particularmente útil. Se debe integrar sobre area, ángulo sólido y longitud de onda para llegar a su forma integral

$$SIGNAL = \iiint \mathfrak{R}(\lambda)_{mundo} \cdot L_{\lambda}(\lambda)_{mundo} dA d\Omega d\lambda$$

En ambas ecuaciones

- $SIGNAL$: La señal radiométrica de salida
- $L_{\lambda}(\lambda)$ La radianza espectral de entrada
- $\mathfrak{R}(\lambda)$ la responsividad del instrumento

El *mundo* (entorno de medición) consiste de:

- θ, ϕ dependencias angulares
- x, y dependencias espaciales
- λ longitud de onda
- s, p componentes de polarización (difracción, no linealidades)

Estas ecuaciones son validas sólo para radiaciones incoherentes, otra capa de complejidad se añade cuando los efectos de interferencia y *moteado* se agregan.

Existen muchas formas alternativas de esta ecuación. Para un solo detector con responsividad espectral $\mathfrak{R}(\lambda)$, se simplifica a:

$$SIGNAL = \int [\mathfrak{R}(\lambda)] [\Phi_\lambda(\lambda) d\lambda]$$

Donde Φ_λ es la potencia espectral incidente al detector y $\mathfrak{R}(\lambda)$ la responsividad espectral del radiómetro.

Para un detector con responsividad espectral $\mathfrak{R}(\lambda)$ y una fuente o filtro de banda angosta:

$$SIGNAL = \mathfrak{R}(\lambda)\Phi_\lambda(\lambda)\tau(\lambda)\Delta\lambda$$

donde $\tau(\lambda)$ es la transmitancia espectral del filtro y $\Delta\lambda$ es el ancho de banda de la fuente o filtro.

Para una línea de laser el ancho de línea espectral es tan pequeño que la responsividad del detector o radiómetro puede ser considerado constante se tiene:

$$SIGNAL = \mathfrak{R}\Phi$$

Para diferentes configuraciones radiométricas se tienen diferentes ecuaciones de medición. Por ejemplo, la señal desde un objeto pequeño distante que no completa el FOV del radiómetro se describe como sigue:

$$SIGNAL = \frac{1}{d^2} \iint \mathfrak{R}(\lambda) I_\lambda(\lambda) dA d\lambda$$

5.2. Filosofía de Calibración

La motivación para el proceso de calibración en radiometría se encuentra en que usualmente el formato *crudo* de salida de un instrumento radiométrico se encuentra en la forma de cuentas digitales, números de datos, para instrumentos digitales o voltajes y corrientes para instrumentos analógicos. Estos números carecen de significado radiométrico como tal. De lo anterior el propósito primario de la calibración es asignar valores absolutos en unidades coherentes a los datos medidos en concordancia con un estándar aceptado.

De las variadas definiciones formales de calibración se considera la siguiente [1]:

Corresponde al proceso de asignar unidades de ingeniería e incertidumbres, de modo que la lectura de un instrumento se ajuste a una norma reconocida

5.3. Configuraciones para Calibraciones Radiométricas

La selección de una configuración apropiada para realizar una calibración depende tanto de los objetivos de medición como también de los implementos disponibles para dicho fin.

De las configuraciones más usadas, descritas en la bibliografía [1][2] de referencia se pueden mencionar:

- Configuración Distant Small Source
- Configuración Distant Extended Source
- Configuración Near Extended Source
- Configuración Near Small Source (Método de Jones)
- Configuración Directa

Estas configuraciones son definidas en relación a la posición, la distancia de la fuente radiante, estos parámetros se definen en función de la proyección de la radiación sobre el detector.

Considerando que la cantidad de radiación incidente sobre el detector está en este caso definida por el área de la fibra, es posible descartar métodos en los que la incidencia de radiación no sea completa sobre el detector. De acuerdo a las condiciones y dispositivos disponibles para el objetivo, la configuración seleccionada corresponde a Near Extended Source.

5.3.1. Configuración Near Extended Source

En esta configuración la fuente de radiación es ubicada directamente en frente del radiómetro bajo calibración. Como ya se mencionó la radiación incidente *llena* por completo el detector.

Como ventajas de este método se pueden señalar

- La distancia entre la fuente y el instrumento a calibrar no es considerada
- No existen efectos de *fondo*
- Cualquier perturbación atmosférica es minimizada

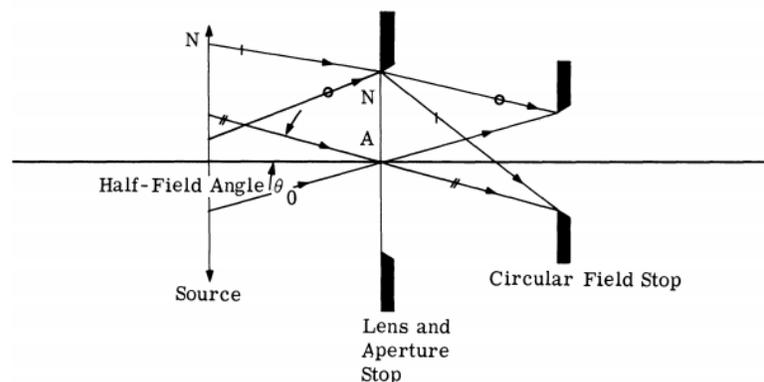


Figura 5.1: Set-up de calibración Near Extended Source

En la Fig 5.1, se muestra el diagrama de la configuración de calibración. Bajo estas condiciones se cumple que:

$$\mathfrak{R}_L = \frac{SIGNAL}{L} \quad (5.1)$$

De lo anterior se obtiene directamente el vector de calibración deseado. [1][2]



Parte II

Calibración y análisis de Resultados



Introducción

En esta parte se procede a describir y comentar los set-ups utilizados, condiciones necesarias y todo lo referente al desarrollo práctico del problema.

Además se describe el método de obtención del vector de calibración, las ecuaciones asociadas y las consideraciones relacionadas con el procesamiento de los datos obtenidos del radiómetro. Luego se procederá a la revisión de los resultados obtenidos al realizar la calibración con el vector de calibración calculado para un set de mediciones.

Se discutirán aspectos que pueden afectar los resultados de las mediciones, además de exponer futuras mejoras u opciones de complemento del trabajo realizado



Capítulo 6

Mediciones

Las mediciones realizadas son experimentales, por lo tanto están sometidas a error. Los errores más comunes en este tipo de experimentos se enumeran y describen a continuación: [3]

1. **Errores Sistemáticos:** Los errores sistemáticos son aquellos errores que se repiten de manera conocida en varias realizaciones de una medida. Esta característica de este tipo de error permiten corregirlos a posteriori.
2. **Errores Aleatorios:** Los errores aleatorios se producen de modo no regular, sin un patrón predefinido, variando en magnitud y sentido de forma aleatoria, son difíciles de prever, y dan lugar a la falta de calidad de la medición. Si bien no es posible corregir estos errores en los valores obtenidos, frecuentemente es posible establecer su distribución de probabilidad, que muchas veces es una distribución normal, y estimar el efecto probable del mismo, esto permite establecer el margen de error debido a errores no sistemáticos

6.1. Procedimiento de Medición

Considerando lo expuesto anteriormente se procede a realizar la medición para obtener los datos del radiómetro a calibrar. Para ello se deben considerar los siguientes pasos:

1. Conexión del radiómetro a alimentación de 220 [V] y a computador.
2. Conexión y energización del black body.
3. Seteo de temperatura del black body a 1200 [°C]
4. Montaje de fibra óptica en soporte
5. Una vez que el black body se encuentra estable en su temperatura máxima se procede a energizar el radiómetro. Esto debido a que es necesario evitar dentro de lo posible que el radiómetro se encuentre energizado por largos períodos de tiempo, ya que su respuesta se ve afectada por la temperatura interior del dispositivo.

6. Se procede a elegir la mejor combinación entre la distancia del black body a la fibra y el tiempo de integración a utilizar. De acuerdo a experiencias previas el rango óptimo de tiempo de integración se encuentra entre los 35 a 55 [ms]. La combinación entre distancia y tiempo de integración debe ser tal que se obtenga en pantalla la mayor señal posible, evitando además la saturación del dispositivo. Es por esta razón que las mediciones deben ser realizadas desde la temperatura máxima y no desde la mínima.
7. Realizar el procedimiento de *eliminación* de dark current. Para ello se bloquea la entrada de luz a la fibra, preferentemente con un objeto metálico frío y se elimina mediante el software.
8. Realizar muestras cada 10 [°C] y registrar los valores. El intervalo de temperatura de 10 [°C] es arbitrario, este fue seleccionado con el objetivo de obtener una muestra representativa dentro del rango de operación del dispositivo. El black body utilizado es capaz de entregar una resolución de 1[°C], en caso de ser necesario.
9. Una vez que el controlador del black body indica la nueva temperatura es recomendable esperar 30 [s] adicionales para evitar posibles oscilaciones del valor de temperatura



6.1.1. Set-up para Mediciones

Considerando lo expuesto anteriormente se procede a montar el set-up para realizar las mediciones Fig 8.1.

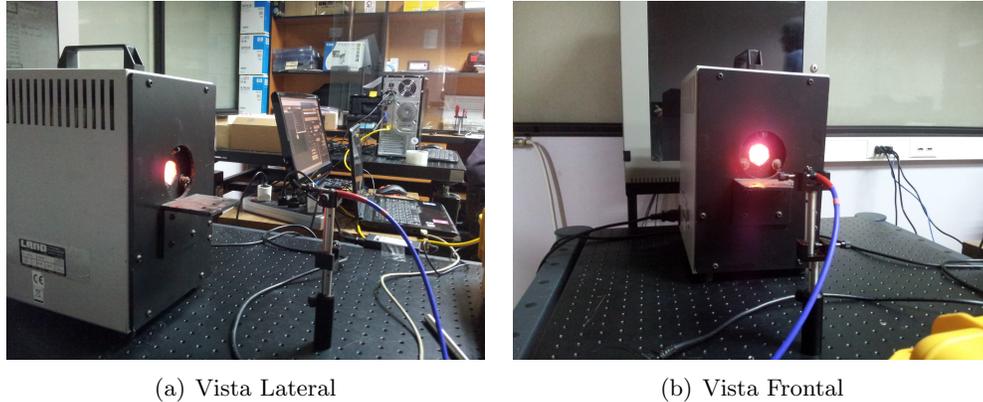


Figura 6.1: Set-up de calibración en laboratorio

6.1.2. Condiciones de Medición

Las mediciones fueron realizadas dentro de un ambiente semi-controlado de laboratorio. Esto es temperatura 20°C aproximadamente, presión atmosférica desconocida, condiciones de luz incidente desconocida y humedad relativa del aire desconocida.

Dentro de las posibles fuentes de error en el desarrollo de las mediciones es posible mencionar

- Variaciones de las condiciones ambientales
- Variaciones de parámetros eléctricos en la alimentación de los equipos involucrados
- Variaciones en la temperatura de operación del radiómetro.
- Errores del controlador de temperatura del black body.
- Variaciones de temperatura del black body.
- Tiempos de asentamiento de temperatura del black body.

Cabe mencionar que el procedimiento de obtención del vector de calibración *absorbe* gran parte de estos errores.

6.2. Resultados de las Mediciones

Se procede al análisis de los valores obtenidos para cada uno de los puntos de temperatura considerados dentro del experimento. En la Fig 6.2 se observan los valores para todas los puntos de

temperatura, en el formato crudo entregado por el radiómetro. Para cada valor de longitud de onda se gráfica el valor de cuentas asociado entregado por el radiómetro.

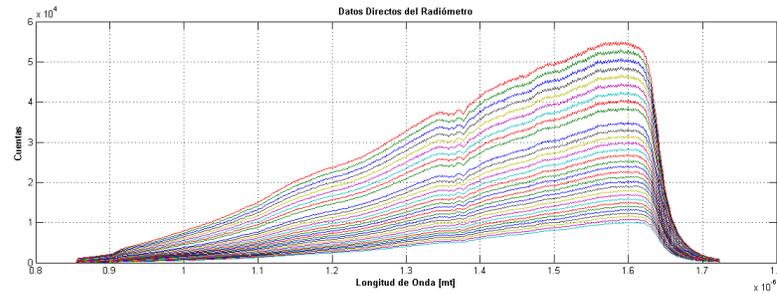


Figura 6.2: Resultado de mediciones en formato de cuentas Digitales

Las mediciones se realizan entre los 868 y los 1184[°C] para el set de mediciones a considerar.

Como se observa en la Fig 6.2 al comienzo de las mediciones el valor total de las cuentas no supera el máximo permitido por el equipo equivalente a 65,535. Esto debido a la selección adecuada de la combinación entre distancia y tiempo de integración.

Estos valores *crudos* serán procesados para obtener el vector de calibración deseado. Este procedimiento se realiza siguiendo el modelo anteriormente mencionado (Ecuación (5.3.1)).



Capítulo 7

Obtención del Vector de Calibración

Luego de obtenidos los resultados de las mediciones se procede a realizar el procesamiento de los mismos, con el fin de obtener un vector de calibración representativo.

Los valores teóricos son calculados utilizando la ecuación de Planck para la radianza espectral.

$$L_{\lambda} = \epsilon(\lambda) \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5} \right) \left(\frac{1}{e^{hc/KT} - 1} \right) \quad (7.1)$$

Para efectos de cálculo se asume que la emisividad del Black Body corresponde a la máxima especificada por el fabricante, correspondiente a $\epsilon = 0,98$

Considerando la Ecuación (7.1) es posible graficar los valores teóricos del espectro en el rango de operación del equipo, para cada punto de temperatura utilizado, en función de la longitud de onda. Estos resultados se observan en la Fig 7.1

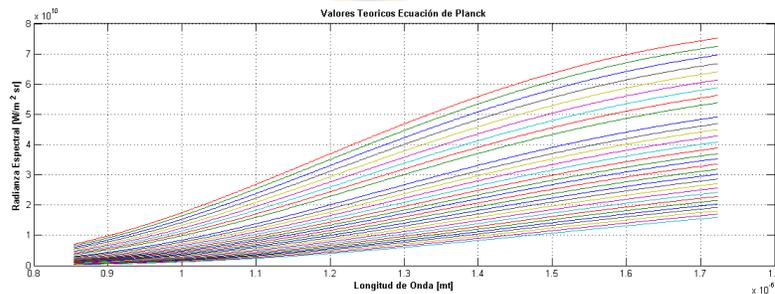


Figura 7.1: Valores esperados de espectro

7.1. Procedimiento de Obtención

Para ello se realiza la comparación punto a punto entre los valores teóricos esperados y cada uno de los valores entregados para los 512 sensores individuales del equipo. Esto en concordancia con lo expuesto en la Ecuación (5.3.1).

Al realizar la comparación punto a punto se obtiene un número de vectores de calibración igual al

número de mediciones realizadas. Debido a lo anterior se calcula la media estadística de estos vectores obteniendo un vector final que será usado para realizar la calibración final del dispositivo.

7.2. Vector de Calibración Obtenido

La totalidad de los vectores como también el vector de calibración final se observan en la Fig 7.2, donde los vectores totales se observan en rojo y el vector de calibración calculado mediante la media de estos se observa en azul.

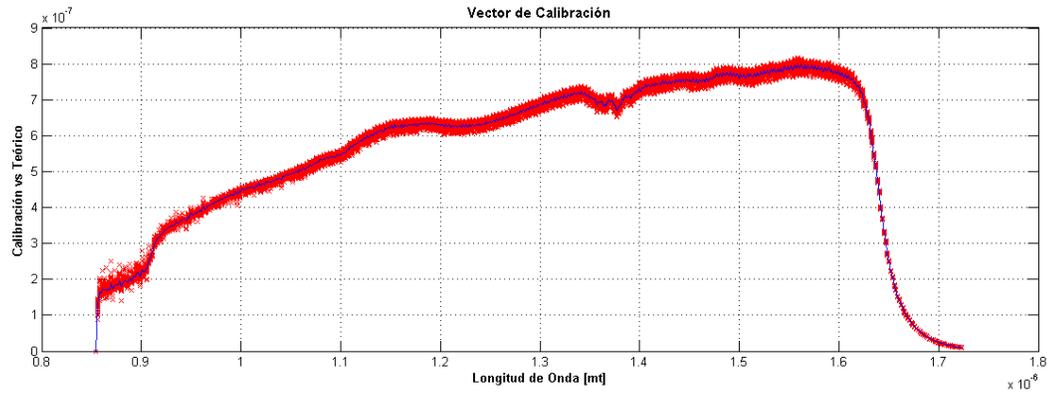


Figura 7.2: Vectores de Calibración y media estadística de ellos

Como se observa en la Fig 7.2, la respuesta obtenida es similar en su forma al gráfico de responsividad del equipo (ver Fig 4.3), lo cual es coherente con lo esperado teóricamente.

Cabe mencionar que este vector de calibración es útil para cualquier set de datos obtenidos del mismo dispositivo. Solo es necesario guardar ciertas precauciones en relación con los elementos involucrados en la obtención del mismo, esto quiere decir que este vector es útil para mediciones obtenidas con la misma fibra, el mismo lente colimador y preferentemente las mismas condiciones ambientales (temperatura, humedad relativa del aire, condiciones de luz), ya que estos factores tienen injerencia directa en la respuesta del radiómetro.

Capítulo 8

Resultados Obtenidos

Una vez calculado el vector de calibración, de la forma que se indicó anteriormente, se procede a generar un *script* para realizar la prueba de este. El resultado de esta prueba será el espectro calibrado del radiómetro en todo su rango de operación, considerando los valores de temperatura utilizados para dicho fin.

El *script* utiliza un vector de calibración y un set de mediciones. Además pide conocer el tiempo de integración utilizado en dicho set de mediciones.

Considerando lo anterior este script de calibración es válido para cualquier set de mediciones obtenidas por el radiómetro.

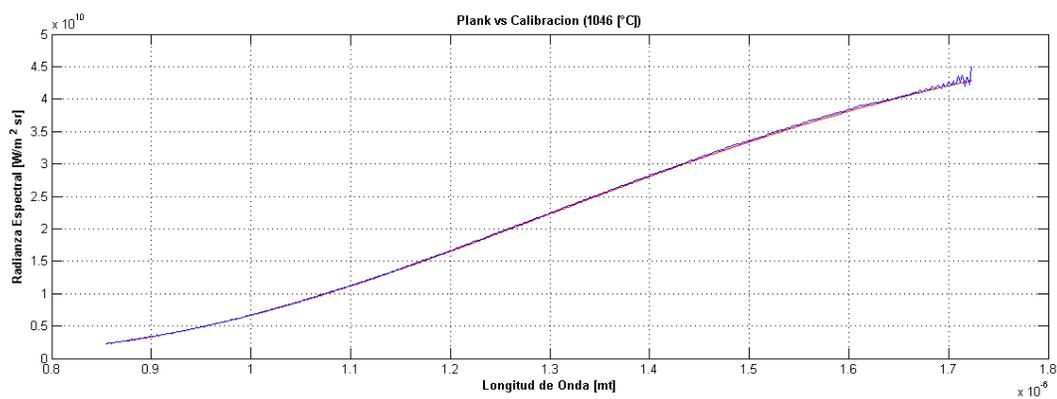
Los resultados obtenidos son congruentes con lo propuesto por el modelo utilizado

8.1. Curvas Obtenidas

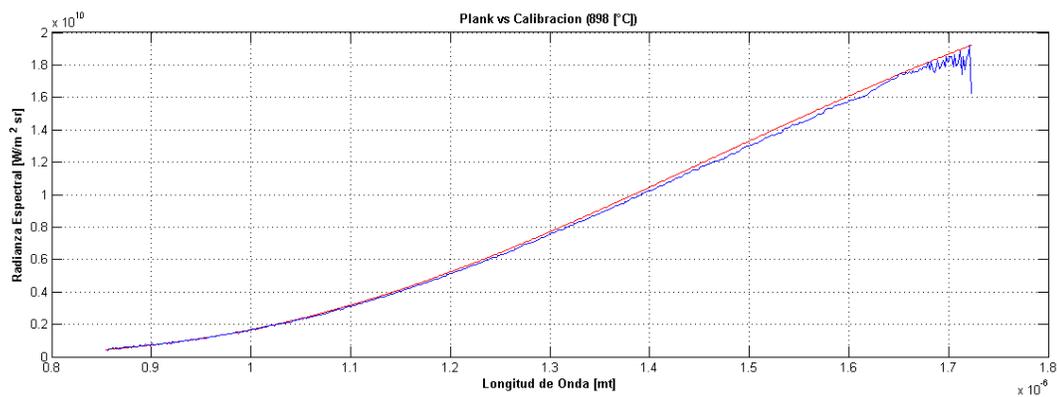
Se procede a graficar los resultados obtenidos al ingresar un set de mediciones con su respectivo tiempo de integración. Se grafican seis temperaturas de forma aleatoria dentro de todo el rango de temperaturas utilizadas.

En azul se muestra el espectro calibrado obtenido mediante el vector de calibración, en rojo el espectro esperado obtenido utilizando la ecuación de Planck (Ecuación (7.1)) Los resultados obtenidos se muestran a continuación

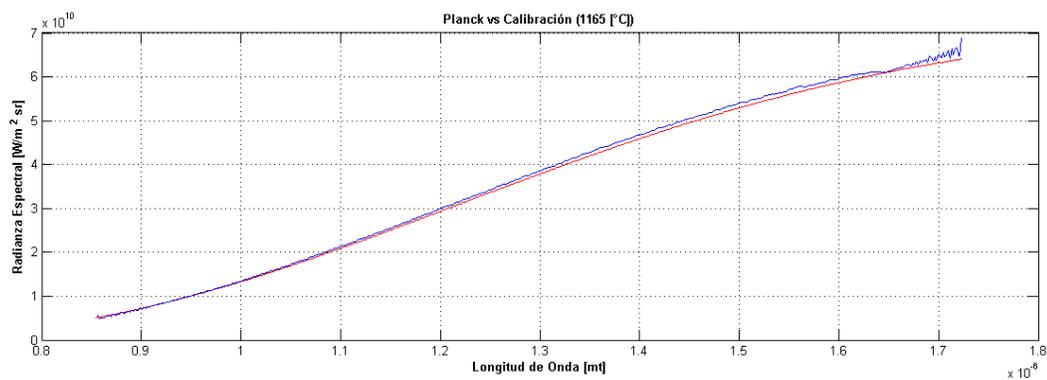
Los resultados obtenidos corresponden a un set de 32 mediciones realizadas con un tiempo de integración de 45[ms].



(a) Curva obtenida para 1046 °C

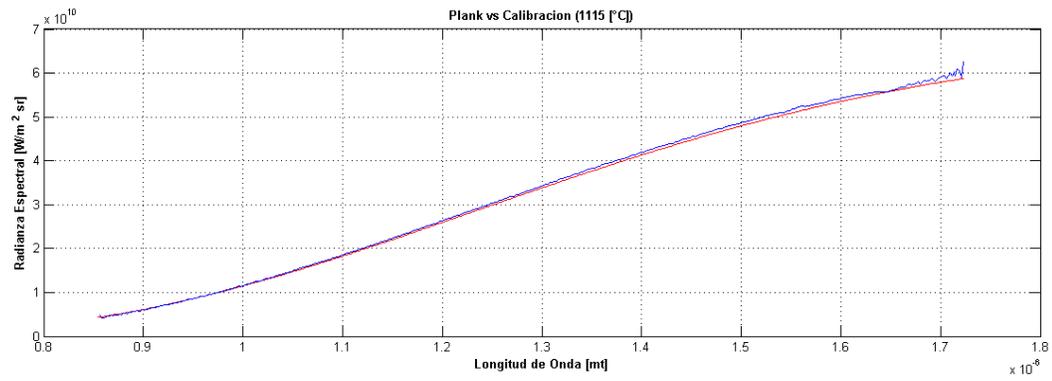


(b) Curva obtenida para 898 °C

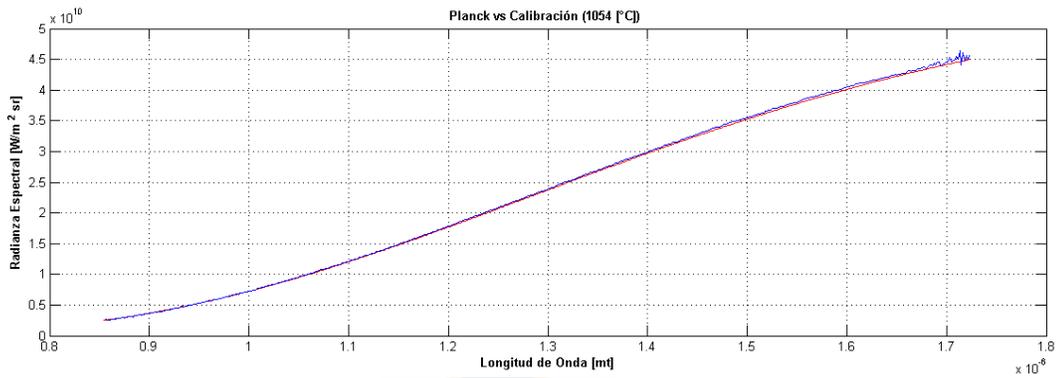


(c) Curva obtenida para 1165 °C

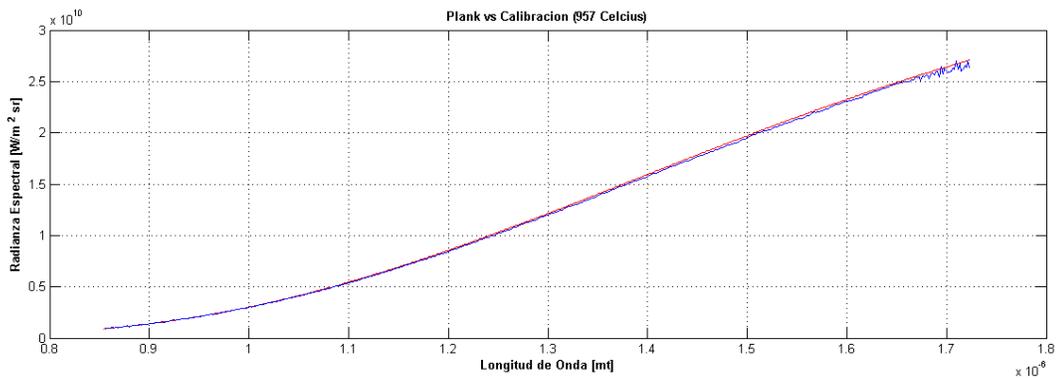
Figura 8.1: Curvas de Espectro Calibrado y Teórico



(a) Curva obtenida para 1115 °C



(b) Curva obtenida para 1054 °C



(c) Curva obtenida para 975 °C

Figura 8.2: Curvas de Espectro Calibrado y Teórico

Como se aprecia con mayor claridad en las Figuras 8.1(b)–8.2(c), el espectro calibrado en su rango superior, cercano a los $1,7[nm]$ presenta desviaciones con respecto al espectro teórico calculado. Este resultado es completamente esperable, debido a que la curva de responsividad del detector es prácticamente vertical dentro del rango ya señalado, por lo tanto el resultado del espectro calibrado obtenido se ajusta a lo esperado considerando esta condición.

Para todo el resto del rango de operación del dispositivo la respuesta obtenida cae dentro de los márgenes admisibles para la calibración



Capítulo 9

Conclusiones

9.1. Conclusiones Generales

Durante el desarrollo de esta tesis se pusieron en juego varios aspectos fundamentales para procesos radiométricos. Profundizar en los conceptos de radiometría permite generar bloques basales para la solución de problemas y su posterior implementación tanto en el ámbito académico como en el de la industria. Esto debido a que al contar con estos bloques basales se abren nuevas perspectivas al momento de enfrentar un problema o situación de estudio.

Se logró realizar una comparación real entre lo que describe el mundo teórico y los datos duros entregados por un dispositivo de hardware. Esto es de gran importancia ya que permite tener un conocimiento acabado del dispositivo de estudio y sus características funcionales, además de entregar la posibilidad de evaluar la veracidad de aseveraciones que el fabricante realiza al momento de comercializar sus equipos.

Del mismo modo resulta de gran trascendencia poner a prueba un método de calibración radiométrico como el utilizado, conocer sus ventajas, limitaciones y condiciones de aplicabilidad. Poniendo nuevamente en contraste el mundo real con lo señalado en la teoría.

Así fue posible generar un procedimiento dedicado de calibración para el equipo bajo estudio (Radiómetro NIR 512-*Ocean Optics*), el cual será de utilidad para trabajos futuros. Además entrega la posibilidad de tener un registro histórico de la evolución de la respuesta del equipo en el tiempo, que puede ser de utilidad para realizar evaluaciones de desgaste, vida útil, mantenibilidad de respuesta, etc.

Es necesario señalar que la calibración obtenida se encuentra ligada irrevocablemente al software del fabricante (SpectraSuite), ya que de otro modo no sería posible encontrar el vector de calibración, debido a que el número de *cuentas* que entrega el dispositivo se relaciona directamente con la forma en que el software trabaja en conjunto con él, modificando los parámetros de adquisición.

9.2. Conclusiones con respecto al Método

Como se indicó anteriormente este trabajo puso a prueba el método de calibración seleccionado. Se debe indicar que el método de calibración empleado es de carácter ideal. Queda como trabajo futuro analizar los casos en que no considera las condiciones ideales y como enfrentarlas. Deflecciones atmosféricas, efectos de radiación de fondo, dependencias espaciales y temporales, como también dependencias térmicas no son consideradas por el modelo. Quedan fuera del análisis las posibles no-linealidades en la respuesta de cada uno de los detectores del dispositivo, asumiendo que cada una de las respuestas es totalmente independiente no teniendo influencia en el resto de los detectores

Para enfrentar estas situaciones no-ideales es necesario utilizar diversos dispositivos de mayor precisión como filtros, lentes y fuentes más precisas de radiación, estas situaciones se encuentran totalmente fuera de los alcances de este trabajo.

9.3. Conclusiones de los Resultados Obtenidos

De los resultados obtenidos a partir de las mediciones realizadas y su posterior procesamiento, se obtiene un vector de calibración único para este dispositivo, bajo las condiciones señaladas para dicho fin.

Se prueba que el método de calibración seleccionado resulta exitoso para todo el rango de operación del dispositivo, presentando variaciones en sus resultados en los rangos esperados considerando la curva de responsividad del equipo. Esto se ve reflejado claramente en las Figuras 8.1(b)–8.2(c)

Lo dicho anteriormente hace posible generar un procedimiento de calibración para el radiómetro.

Bibliografía

- [1] JAMES M. PALMER y BARBARA G. GRANT, *The Art of Radiometry*, primera edición, SPIE, USA, 2010.
- [2] FRED E. NICODEMUS y GEORGE J. ZISSIS, *Methods of Radiometric Calibration*, Institute of Science and Technology, The Michigan University, USA, 1962.
- [3] DOUGLAS A. SKOOG *Principios de Análisis Instrumental*, Sexta Edición, PARAINFO, 2009
- [4] VARIOS AUTORES *Boletín del Instituto Argentino de Radioastronomía* Junio 2006
- [5] MIGUEL ANGEL GUERRERO *Algoritmos de Calibración para Radiómetros Digitales*, Universidad Politécnica de Cataluña, Barcelona Mayo 2009
- [6] DEFINICIÓN DE EFICIENCIA CUÁNTICA *Diccionario de Fotonica* www.photonics.com
- [7] *Sergio Salmerón Gonzalez LABORATORIO: LA LUZ Y LA ELECTRÓNICA* Universidad de Castilla La Mancha
- [8] DEFINICIÓN DE RESPONSABILIDAD *Diccionario de Fotonica* www.photonics.com
- [9] PÁGINA WEB DEL FABRICANTE *Ocean Optics* www.oceanoptics.com
- [10] PÁGINA WEB DEL FABRICANTE *Hamamatsu* www.hamamatsu.com