



**Universitat de les
Illes Balears**

Facultat de Ciències

Memòria del Treball de Fi de Grau

Propuesta experimental para la visualización de la fotosíntesis

Francesc Castanyer Mallol

Grau de Biologia

Any acadèmic 2017-18

Treball tutelat per Jaume Flexas Sans
Departament de Biologia

S'autoritza la Universitat a incloure aquest treball en el Repositori Institucional per a la seva consulta en accés obert i difusió en línia, amb finalitats exclusivament acadèmiques i d'investigació	Autor		Tutor	
	Sí	No	Sí	No
	X		X	

Paraules clau del treball:
Fotosíntesis, termografia, dióxido de carbono, gases.

Índice:

Estructura de la memoria	2
1. Introducción	2
2. Propuesta experimental	3
2.1. Elementos básicos.....	4
2.2. Procedimiento.....	4
2.3. El contenedor.....	4
2.4. La planta.....	5
2.5. El CO ₂	5
2.6. El aire de la cámara de experimentación.....	6
2.7. La cámara termográfica	6
2.8. Luminaria	7
2.9. Plano	8
3. Fundamentos teóricos.....	9
3.1. Electromagnetismo.....	9
3.1.1. Ondas Electromagnéticas	9
3.1.2. El espectro electromagnético.....	10
3.1.3. Ventana Atmosférica.....	11
3.1.4. Radiación de un Cuerpo Negro.....	11
3.1.5. Función de distribución de Planck para la radicación de un cuerpo negro.	11
3.1.6. Ley de Stefan-Boltzmann y Temperatura de Color	12
3.1.7. La ley de desplazamiento de Wien.....	13
3.1.8. Funciones de radiación y emisión de banda.	13
3.1.9. Emisores reales.....	14
3.1.10. Intensidad de radiación emitida.....	15
3.1.11. Irradiancia.....	16
3.2. Comportamiento de los gases respecto a las radiaciones electromagnéticas.....	17
3.2.1. Transferencia de calor por radiación.....	17
3.2.2. Vibraciones moleculares.	17
3.2.3. Absorción y emisión en gases y materiales semitransparentes.....	17
3.2.4. Modelos vibracionales.....	18
3.2.5. Cálculo de la absorbancia y transmitancia.	19
3.3. La cámara termográfica	20
3.3.1. Parámetros que caracterizan una cámara termográfica.....	22
3.3.2. Necesidad de enfriar el detector de fotones.	24
3.3.3. Campo de visión (FOV)	25
3.3.4. La medida de la radiación por la cámara.....	26
3.4. Impacto de la absorción, emisión o difusión de los gases fríos en la termografía infrarroja.....	27
4. Conclusión	28
Agradecimientos.	29
5. Bibliografía.....	29

Estructura de la memoria.

Debido a que el trabajo presentado constituye un estudio teórico acerca de la posibilidad de “visualizar” la fotosíntesis, donde lo esencial son los fundamentos teóricos y el diseño experimental, la estructura de este documento difiere de la clásica en memorias de este tipo o en artículos de investigación. Así, primero se plantea una introducción general en la que se presenta el problema y su importancia; a continuación se detallan los diferentes aspectos de la propuesta experimental; y finalmente se presentan los fundamentos teóricos que avalan la posibilidad de ejecutar la propuesta, para terminar la memoria con una breve reseña en la cual se resumen y destacan las principales conclusiones.

1. Introducción.

La fotosíntesis es la base de la vida en nuestro planeta. Nuestro clima, nuestra atmósfera, nuestros océanos y nuestros continentes no serían como son si hace ya 3000 millones de años, en el Arcaico, no hubieran aparecido los primeros organismos fotosintéticos. Posteriormente, hace más de 400 millones de años, las plantas aparecieron sobre la tierra y se convirtieron en la base de la energía metabólica de la mayoría de los organismos que la pueblan (*Stanley, S.M. & Luczaj, J. A., 2015*). Hoy en día, además, las plantas, constituyen una de las principales fuentes de materias primas en industrias tan importantes como la farmacéutica, la alimentaria, la textil, la energética, la medioambiental, la ornamental y muchas otras.

Por todo ello, la fotosíntesis constituye un proceso vital en la historia de la vida y como tal ha sido la base de miles de estudios. En las últimas décadas grandes avances tecnológicos han permitido estudiar y visualizar la tasa de fotosíntesis *in vivo* mediante el análisis de fluorescencia de la clorofila (*Baker, N.R., 2008*) y el sistema de video fluorescencia de clorofila (*Rühle, T., et al., 2018*). En cuanto a la asimilación de Dióxido de Carbono (CO_2), hace ya algunas décadas que pueden ser examinadas las tasas de absorción mediante sistemas basados en espectroscopia de infrarrojos (*Pearcy, R.W., et al., 1989*). Sin embargo, la visualización de dicha absorción no ha sido nunca abordada hasta la fecha.

En 1800, *William Herschel*, un astrónomo inglés de origen alemán, pudo ver el efecto térmico que producía una luz invisible a la que llamó rayos calóricos. Poco tiempo después, en 1840, su hijo *John Herschel* realizó la primera imagen termográfica sobre papel (*Vladimir, P., et al., 2015*).

Casi 200 años después, usando técnicas avanzadas de aquella tecnología que impulsó *John Herschel*, estamos dispuestos a demostrar que puede ser vista la fotosíntesis que llevan a cabo las plantas mediante el visionado de la absorción del CO_2 que participa en ella.

Fue en 1985 cuando se presentó por primera vez un experimento en el cual se visualizaban diversos gases mediante una cámara termográfica. En aquel experimento se presentó el fundamento físico-teórico y el diseño experimental que, a día de hoy, sigue siendo la base para la visualización de gases mediante termografía. (*Strachant, D.C., et al., 1985*)

El diseño experimental consistía en situar el gas a visualizar frente a un cuerpo negro para que este absorbiera parte de la emisión generada en dicho cuerpo. Al visualizar el cuerpo negro mediante una cámara termográfica se podía percibir una disminución de temperatura aparente que coincidía con las zonas en las cuales la radiación emitida por el cuerpo negro atravesaba la nube de gas para llegar a la cámara.

La reducción de temperatura aparente era directamente proporcional al espesor y concentración de la nube de gas.

Desde aquel primer artículo han sido publicados unos pocos estudios basados en la técnica descrita y algunos fabricantes de cámaras ya ofrecen, en sus catálogos, algunas cámaras especialmente diseñadas para tal fin.

Pron, H., et al., (2010), utilizando el método descrito, estudió la forma más adecuada de verter champagne en una copa para minimizar la pérdida del CO_2 disuelto y los componentes volátiles que lo acompañan e intervienen en su sabor. Posteriormente, durante el 2012, *Liger-Belair G, et al., (2012)* amplió el estudio visualizando, además, el etanol y usando diferentes tipos de copas.

Se han presentado también, estudios para la detección de gases calientes producto de la combustión en motores de explosión. En este caso la detección parece más eficiente debido a la emisión de radiación producida por los mismos. (*Gordge, D.N., & Page, R.H., 1993; Vollmer, M. & Möllmann, K.P., 2011*). Otros artículos referidos también a la detección de productos de la combustión intentan

cuantificar los gases emanados con resultados prometedores. (Rodríguez-Conejo, M.A., & Meléndez, J., 2014; Kujun Wu, K., et al., 2018).

Algunas publicaciones presentan novedosos métodos para la visualización de gases mediante cámaras con detectores de doble banda o conversores basados en láseres que transforman la radiación IR en radiación en el espectro visible para su captación mediante cámaras convencionales de vídeo o fotografía digital (Walther, M. & Weimann, G., 2006; Dam, J. S., Tidemand-Lichtenberg, P. & Pedersen, C., 2012).

Otros estudios han intentado llevar a cabo la detección de gases con finalidades medioambientales con cámaras cuyo detector trabajaba fuera de las bandas de absorción de estos (Tank, V., et al., 2008; Sedlák, D., et al., 2015). Al trabajar precisamente fuera de la banda adecuada, los resultados han sido más bien escasos. Incluso un trabajo publicado con una cámara fuera de banda presenta unos resultados que, al ser examinados detenidamente, provocan serias dudas referentes a su idoneidad (Desmira, N., et al., 2014).

Teniendo en cuenta los anteriores precedentes y el estado actual de la técnica, se pretende llevar a cabo un trabajo cuya finalidad principal es el diseño de un experimento para la visualización del CO₂ que interviene en la fotosíntesis y respiración de una planta. Para ello nos basaremos en la detección de la radiación absorbida por el CO₂, lo cual permitirá la visualización de la nube de dicho gas y la interacción de esta con la planta. Para la consecución de este fin se utilizará una cámara de termografía de alto rendimiento que trabaje en el rango de MWIR (*Infrarrojo de Longitud de Onda Media, por sus siglas en inglés*), concretamente alrededor de la longitud de onda vibracional del CO₂ a 4,257 μm (ver apartado 2.5).

La absorción que presenta el CO₂, aunque muy elevada en relación con otros gases, es proporcional al ancho de la nube de gas y a la concentración del mismo (ver apartado 3.2.5) y, aunque no se ha calculado su incidencia, sabemos que es ciertamente baja partiendo de otros experimentos en los cuales se visualizan nubes de gas con concentraciones manifiestamente mayores. (Gordge, D.N., & Page, R.H., 1993; Liger-Belair G, et al., 2012; Pron, H., et al., 2010; Vollmer, M. & Möllmann, K. P., 2011) Por ello, ante la imposibilidad de actuar sobre la detectividad de la cámara, se plantea un experimento enfocado a disminuir el ruido de fondo con la finalidad de aumentar la relación señal/ruido (ver apartado 3.3.1). Con ello se pretende aumentar las posibilidades de éxito que son, en sí mismas, bajas.

2. Propuesta experimental

El diseño experimental se basa fundamentalmente en el descrito por Strachant, D.C., et al., (1985). Se colocará una planta frente a una placa de contraste (*radiador de IR*), con la finalidad de visualizar el CO₂ que interviene en la fotosíntesis y la respiración de esta. Para ello se usará una cámara termográfica de alta sensibilidad que intentará detectar la reducción de energía que experimenta la radiación procedente del radiador al pasar a través del gas (Fig. 1).

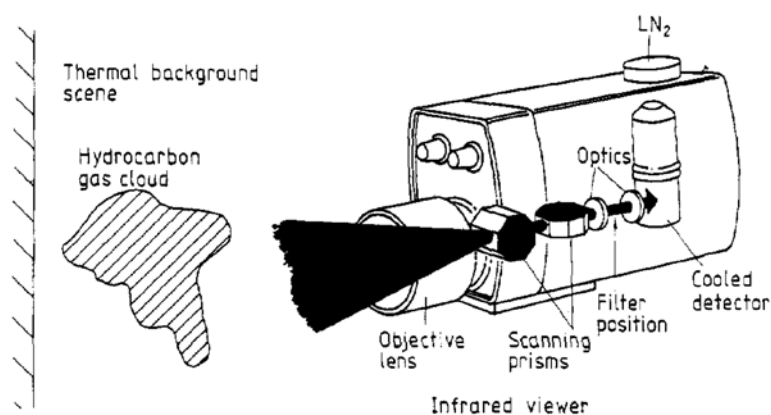


Figura 1.- Diseño experimental para la detección de un gas mediante cámara termográfica. Se basa en la detección de la reducción de temperatura de la placa de fondo debida a la nube de gas. (Strachant, D.C., et al., 1985)

2.1. Elementos básicos.

Los elementos básicos para llevar a cabo el experimento serán: una cámara termográfica, una placa emisora de IR y una planta.

La planta será introducida en el interior de un contenedor en cuyas paredes posterior y frontal se dispondrán: la placa de radiación de IR y la cámara respectivamente (*ver plano en apartado 2.9*).

La finalidad del contenedor es la de aislar el ambiente de experimentación del ambiente exterior para evitar radiaciones electromagnéticas no deseadas como la radiación solar u otras fuentes de calor (*ver apartado 3.3.4*).

El contenedor estará dividido en dos cámaras: una de ellas aislada del ambiente exterior, en la cual se realizará la visualización, y otra en contacto con el ambiente exterior, en la que estará la parte subterránea de la planta. Sobre la cámara de visualización, pero aislado de esta térmicamente, se dispondrá una luminaria led que emitirá PAR (*Radiación Fotosintéticamente Activa, por sus siglas en inglés*)

El contenedor dispondrá, en la cámara aislada, de un registrador de datos relativos a la calidad del aire y de un dosificador de CO₂.

2.2. Procedimiento.

Una maceta con una planta bien hidratada, perfectamente nutrida y previamente activada bajo la luz solar para asegurar un máximo de activación de todos los enzimas fotosintéticos, así como una máxima apertura de los estomas, (Salisbury, F.B. & Ross, C.W., 1991) será introducida en el interior del contenedor con la luz PAR a alta intensidad. A continuación, el contenedor será cerrado y se activará la cámara termográfica. Se introducirá CO₂ hasta conseguir una concentración de 1000 ppm y finalmente se activará la placa radiadora de IR aumentando su temperatura hasta los 90 °C a razón de 1 °C/min (*ver apartado 3.3.4*). En caso de no tener éxito se repetirá el experimento modificando la pendiente de temperatura y la concentración de CO₂. En los pocos experimentos similares publicados hasta la fecha se han utilizado temperaturas de contraste que oscilan entre los 50 °C y los 80 °C (*Liger-Belair, G, et al., 2012; Pron, H., et al., 2010; Strachant, D. C., et al., 1985; Vollmer, M. & Möllmann, K. P., 2010; Vollmer, M. & Möllmann, K. P., 2011*).

Al final de cada ciclo se medirá la actividad fotosintética de la planta para comprobar que la misma sigue activada.

2.3. El contenedor.

Con el contenedor se pretende controlar al máximo los parámetros experimentales con la finalidad de reducir las radiaciones ambientales no deseadas (*ruido ambiental*) y de esta forma conseguir una relación señal/ruido (S/N) lo más elevada posible (*ver apartado 3.3.1*). Con esta finalidad se ha diseñado un contenedor (*apartado 2.9: plano*) que evite cualquier transferencia de calor no deseada, ya sea por convección, transmisión o radiación. A continuación, se presentan las características de cada uno de los componentes de este.

- **Estructura general:** Se trata de un contenedor a modo de recinto con dos cámaras aisladas entre ellas, en las cuales se alojará la planta experimental. La cámara inferior albergará la parte subterránea de la planta y la superior la parte aérea sobre la cual se realizará la visualización del CO₂. La parte inferior del contenedor estará conectada a una cámara de aire que discurrirá frente a la placa de radiación IR que servirá como placa de contraste para la visualización del CO₂ y a su vez estará comunicada con el ambiente externo. La cámara superior, sin embargo, estará totalmente aislada del ambiente externo.

Sobre la cámara superior se alojará una luminaria del tipo PAR, la cual estará aislada térmicamente de la cámara mediante un bloque con doble acristalamiento y cámara de aire.

- **Pared posterior de contraste:** el panel posterior de contraste consistirá en un panel calefactor infrarrojo de la marca Klarstein modelo Wonderwall IR 60 de 600W con una temperatura máxima superficial de 125 °C. A dicho panel se le incorporará un termostato de precisión que permitirá

regular la temperatura de emisión. Si fuera necesario, después de medir su emisividad ϵ , sería pintado para mejorar su valor (ver apartado 3.1.9). Frente a este panel discurrirá una cámara de aire con ventilación natural que minimizará al máximo la transferencia de calor por convección o transmisión, dejando solamente la transferencia por radiación.

Para permitir el paso de la radiación, la pared frontal de la cámara de aire será confeccionada teniendo en cuenta las especificaciones de diferentes materiales ópticos en el espectro de IR, en especial la transmitancia a la longitud de onda de $4,257 \mu\text{m}$, la insolubilidad del material en agua, la posibilidad de confeccionar láminas del tamaño requerido, la fragilidad y el precio. Para ello se hará una consulta a fabricantes de ópticas como *Fotonics Media*, *Edmund Optics* o *Crystan*. De todos modos, atendiendo a sus catálogos se ha hecho una primera preselección que pasa por los siguientes materiales:

- **ZnS**: Sulfuro de Zinc multiespectral.
- **ZnSe**: Seleniuro de Zinc.
- **Al₂O₃**: Oxido de Aluminio.
- **SiO₂**: Cristal de cuarzo.
- **LiF**: Fluoruro de Litio.
- **CaF₂**: Fluoruro de Calcio.

La selección final dependerá de la disponibilidad y las recomendaciones del proveedor atendiendo a las necesidades previstas en este estudio.

- **Paredes laterales e inferiores**: estas paredes se confeccionarán de madera debido a la facilidad de manipulación, al precio y lo más importante, a la alta emisividad que presenta (0.8 a 0.98) con lo cual, atendiendo a los postulados de *Kirchoff* para cuerpos opacos, ($\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$) (ver apartado 3.1.9) la reflectancia es prácticamente despreciable y evita todo tipo de reflexiones no deseadas.

La estructura de todo el conjunto seguirá el esquema que se muestra en el plano del apartado 2.9.

2.4. La planta.

Para el experimento se requiere una planta con elevada tasa fotosintética a fin de maximizar la velocidad en la disminución de CO₂ en la cámara de experimentación, debido a que las elevadas concentraciones de CO₂ provocan un cierre estomático que reduce en una disminución de las tasas fotosintéticas (*Farquhar, G.D., & Sharkey, T.D., 1982*). Por otra parte, debe ser una planta fácil de germinar y crecer en condiciones controladas. En este sentido, el girasol (*Helianthus annuus*) es un buen candidato, ya que se utiliza frecuentemente en experimentos de laboratorio o cámara de crecimiento y alcanza tasas de fotosíntesis entre las más altas medidas para especies de tipo fotosintético C₃, hasta $40 \mu\text{mol CO}_2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (*Flexas, J., et al., 2004; Giménez, C., et al., 1992*).

2.5. El CO₂.

El CO₂ dispone de diversos modos vibracionales (ver apartado 3.2.2).

- Un modo de estiramiento simétrico a una longitud de onda de $7,20 \mu\text{m}$ que no provoca cambio en el momento dipolar eléctrico y por ello no tiene capacidad de absorción de radiación IR.
- Otro modo de estiramiento a $4,257 \mu\text{m}$, esta vez asimétrico y por lo tanto con absorción de radiación IR. Este modo vibracional será la base que servirá para llevar a cabo el experimento, ya que intentaremos captar la radiación absorbida por el CO₂ en esta longitud de onda.
- Finalmente se da una flexión a $14,99 \mu\text{m}$ que, aunque si interfiere con la radiación de IR, se encuentra fuera del rango de medida de las cámaras de termografía disponibles en el mercado y por ello no será de utilidad para el experimento.

2.6. El aire de la cámara de experimentación.

La cámara superior o aislada, de experimentación, estará herméticamente cerrada durante todo el ciclo de experimentación para no permitir la entrada de aire del ambiente externo, asimismo dispondrá de un dosificador de CO_2 para regular el nivel de este según necesidades. Para la monitorización y registro de los niveles de calidad de aire (CO_2 , *humedad relativa*, *temperatura*, *punto de rocío* y *temperatura de bulbo húmedo*) se usará un registrador de datos que almacenará todos los parámetros durante el tiempo que dure el experimento. El equipo elegido es un *EA80Ds* de la marca *Extech Instruments*.

2.7. La cámara termográfica.

Atendiendo al apartado de fundamentos teóricos (*apartado 3*), y especialmente a lo indicado en el apartado referido a la cámara termográfica (*apartado 3.3*), se llega a la conclusión de que la cámara debe cumplir con las siguientes especificaciones:

- **Rango espectral:** de 3 a 5 μm , o más estrecho siempre que incluya la longitud de onda de 4,257 μm correspondiente al modo vibracional de estiramiento asimétrico del CO_2 .
- **Filtro:** capacidad para la inserción de un filtro frío de banda estrecha sintonizado a 4,257 μm (*ver apartado 3.3.2*).
- **Tipo de detector:** refrigerado de alta sensibilidad.
- **NETD (*Sensibilidad térmica del detector*):** la sensibilidad térmica del detector será la menor posible, para detectar mínimas diferencias entre la temperatura de la planta y del CO_2 (*Ver apartado 3.3.1*).
- **Resolución:** para obtener una buena precisión en la visualización de los detalles es conveniente que sea lo más elevada posible. Preferiblemente *HD*.
- **Óptica:** capacidad para montar una óptica que proporcione una imagen de unos 65 x 110 cm, que es el tamaño aproximado de la placa de contraste emisora de radiación situada tras la planta (*ver apartados 3.3.1 y 3.3.4*). Para ello, suponiendo una cámara con resolución *HD 16/9* en posición vertical, esta debería contar con un *FOV* de 58° x 36°.

Vistas las anteriores especificaciones se presenta a continuación una relación de cámaras de distintos fabricantes con sus principales características (*tabla, 1*). Todas ellas cumplen en mayor o menor grado las exigencias requeridas.

*Tabla 1.- Relación de cámaras preseleccionadas de distintos fabricantes que podrían ser utilizadas en el experimento. Todas disponen de ópticas con diversas longitudes focales (excepto la de la marca ICI). Leyenda: *: Disponibles otros valores. T. Píx: Tamaño píxel. ---: Desconocido.*

Marca	Modelo	Banda (μm)	Sensor tipo	NETD (mK)	T. Píx. (μm)	Resolución
Cedip	Titanium	1,5 - 5*	InSb/MCT/QWIP	<18	15 - 30	640x512*
Opgal	EyeGas CO2	3 - 5	---	<12	---	320x240
Sensia	OGI	---	---	<25	17	640x480
InfraTec	Varios	2 - 5,7*	InSb/MCT	15*	10 - 30	1920x536*
IR Cameras	Varios	1 - 5,3	InSb	18*	12 - 25	1280x1024*
ICI	Mirage	1,5 - 5,1	InSb	<12	15	640x512
MiTIE	Varios	3,7 - 4,8*	MCT	<18	10 - 15	1280x1024*
Teledyne	Cruz	1 - 6	InSb	30	12	1280x1024
Xenics	Varios	1,5 - 6*	InSb/MCT	<22*	15	640x512*
Flir	Varios	1,0-5,0*	InSb/MCT	<20*	12 - 25	1344-784*

2.8. Luminaria.

Según *Kutschera, U, (2016)* la fotosíntesis neta para el girasol (*Helianthus annuus*) se satura a una densidad de flujo fotónico fotosintético de $1000 \mu\text{mol quanta m}^{-2} \text{s}^{-1}$, por ello esa debería ser, como mínimo, la densidad requerida para la luminaria.

Para la iluminación de la planta se dispondrá de dos bloques de iluminación *PAR* de la marca *Luxint* modelo *LX-GL7X*, que proporcionan, cada uno, $790 \mu\text{mol quanta s}^{-1}$ a $0,5 \text{ m}$. Cabe destacar que la misma genera radiación electromagnética que no interfiere con la banda de *IR*, ya que solamente emite en la banda visible (*fig. 2*). Nuevamente el bloque de iluminación está aislado térmicamente de la cámara de experimentación mediante un bloque de doble acristalamiento con cámara de aire.

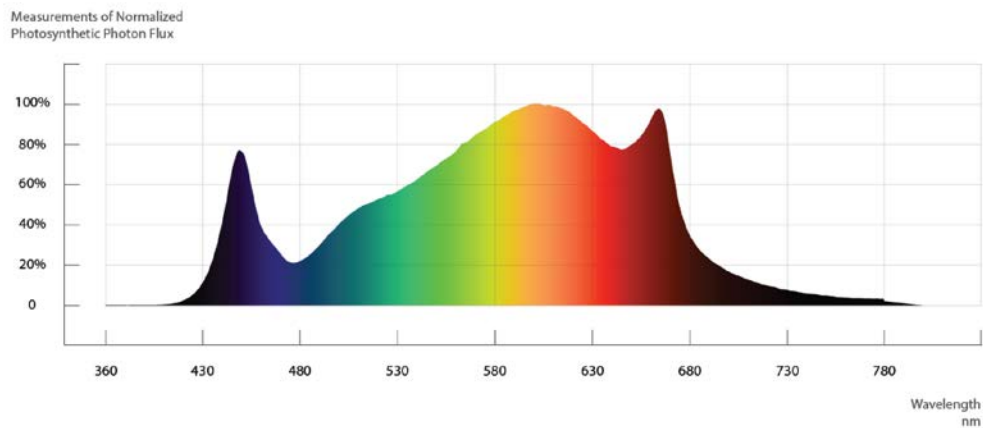
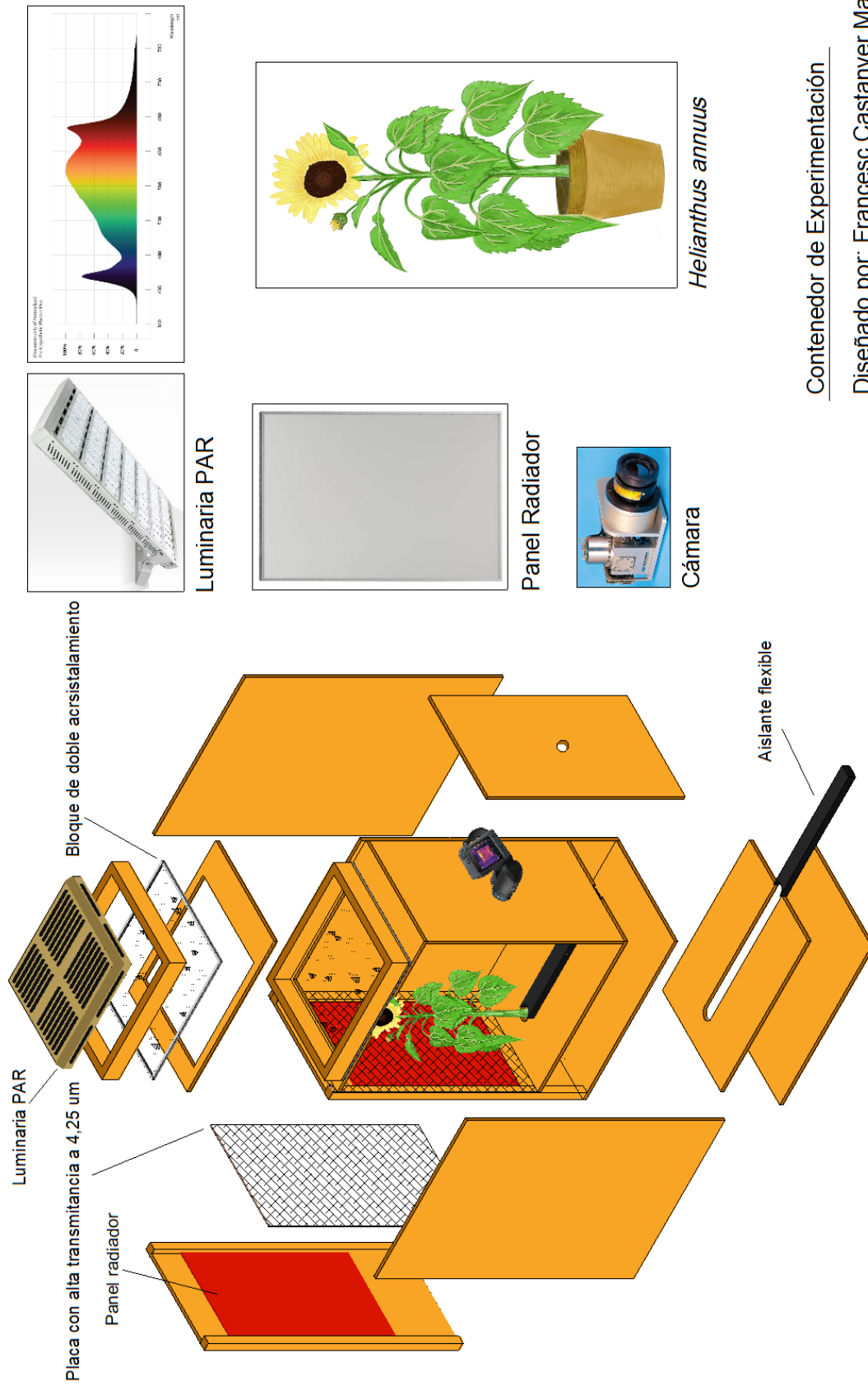


Figura 2.- Espectro de radiación de la luminaria a instalar en la cámara de experimentación. Su elección tiene en cuenta, principalmente, la mínima emisión fuera del espectro *PAR* (*Fluence Bioengineering*).

2.9. Plano



Contenedor de Experimentación

Diseñado por: Francesc Castanyer Mallol

3. Fundamentos teóricos.

En las páginas que siguen pueden encontrarse las justificaciones físicas y de ingeniería que han conducido al diseño experimental propuesto en el apartado 2.

3.1. Electromagnetismo.

En este apartado se justifican los principales fenómenos físicos utilizados.

3.1.1. Ondas Electromagnéticas.

De una manera genérica, se dice que una onda representa la propagación de un estado de perturbación de la materia o del campo eléctrico, magnético o gravitatorio, implicando transporte de energía, pero no de materia.

En el experimento que nos ocupa se usarán básicamente ondas de carácter electromagnético (*EM*) entre las que destacaremos, la luz visible que nos permite ver los objetos y el infrarrojo térmico que provoca la transmisión de calor. En estos casos lo que se propaga de un punto a otro del espacio es un estado de perturbación del campo electromagnético. Estas pueden propagarse en el vacío y son del tipo transversal.

En particular las ondas *EM* que nos ocuparan durante este trabajo se comportan como ondas armónicas o monocromáticas y como tales serán caracterizadas según las ecuaciones de *Maxwell*. Estas cumplen la ecuación de onda unidimensional:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

Cuya solución particular para ondas armónicas resulta en:

$$y(x, t) = A \operatorname{sen} (k \cdot (x \pm v \cdot t) + \varphi_0)$$

Donde:

- y , es la elongación de una partícula situada a una distancia x del origen en un instante t .
- \pm , indica el sentido del desplazamiento de la onda.
- A , es la amplitud máxima de la onda.
- K , es el número de onda. Representa el número de ondas completas que tienen cabida en una longitud de 2π metros.
- v , representa la velocidad de fase o de propagación de la onda.
- φ_0 , es la fase inicial.

Las ondas *EM* constituyen perturbaciones en los campos eléctrico y magnético, perpendiculares entre sí y respecto a la dirección de propagación. La polarización se define entre el campo eléctrico y la dirección de propagación, es decir, la onda de la *figura 3*, está polarizada en el plano *E-C*.

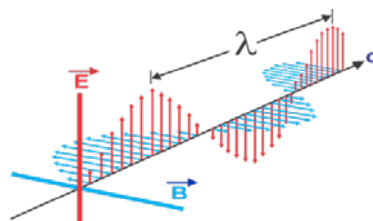


Figura 3.- Las ondas EM constituyen perturbaciones en los campos eléctrico y magnético, perpendiculares entre sí y respecto a la dirección de propagación. La polarización de las ondas EM se establece entre el campo eléctrico y la dirección de propagación. (Visto en <https://pixabay.com/es/ondas-electromagnéticas-1526374/>, abril/2018).

En general las ondas *EM* no están polarizadas, es decir, el plano de polarización no se mantiene en la misma dirección, sino que los extremos de los vectores de perturbación del campo eléctrico (y magnético) describen una hélice cilíndrica. Sin embargo, por absorción selectiva (*polarizadores*),

reflexión o birrefringencia las ondas pueden ser polarizadas (*polarización lineal*) y evitar así reflejos no deseados.

3.1.2.El espectro electromagnético.

Se denomina espectro electromagnético a la distribución energética del conjunto de las ondas electromagnéticas. Referido a un objeto se denomina espectro electromagnético o simplemente espectro a la radiación electromagnética que emite (*espectro de emisión*) o absorbe (*espectro de absorción*) una sustancia.

Aunque se distinguen básicamente 7 espectros diferentes (*fig. 4*), por la relevancia en este trabajo describiremos básicamente el infrarrojo (*IR*) y el visible.

- **Infrarrojo**, el infrarrojo (*IR*) es una radiación electromagnética de una longitud de onda mayor que la de la luz visible, pero menor que la de microondas. El nombre indica que está “por debajo” del rojo, que es el color visible de mayor longitud de onda. El *IR* se extiende desde *700 nm* a *1 mm* (*1000 μm*). La zona de *IR* del espectro no se puede ver, pero si se puede detectar, y en ello se basa precisamente el trabajo que nos ocupa. El *IR* se subdivide frecuentemente en cinco regiones:
 - Infrarrojo cercano (**NIR**, 780 - 1000 nm)
 - Infrarrojo corto (**SWIR**, 1000 – 3000 nm)
 - Infrarrojo medio (**MWIR**, 3000 - 6000 nm)
 - Infrarrojo lejano (**LWIR**, 6000 - 15000 nm)
 - Infrarrojo extremo (**VLWIR**, 0,015 - 1,0 mm)

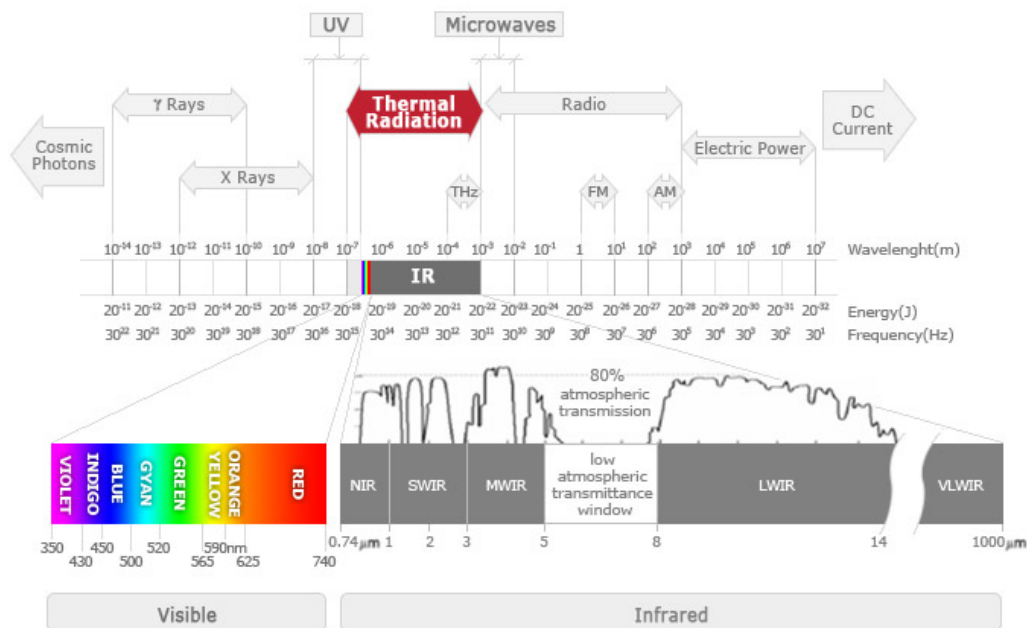


Figura 4.- Espectro electromagnético en el cual se puede ver especialmente el rango visible y el IR. (Visto en <https://www.focus2k.co.uk/infrared-technology/>, abril/2018).

Los objetos que generan calor también generan radiación infrarroja, entre estos se incluyen los animales y el cuerpo humano, cuya emisión es fuerte a *9,4 μm*. El *IR* no es transmitido por muchos materiales que si son transparentes en el visible como el vidrio, el agua o el plástico y algunos materiales opacos al espectro visible son más transparentes en la banda de *IR*, como pueden ser el germanio y el silicio.

- **Visible**, se trata de la zona más estrecha del espectro, con frecuencias que oscilan entre $3 \cdot 10^{14}$ Hz y $7 \cdot 10^{15}$ Hz. Es lo que comúnmente conocemos como luz y son ondas electromagnéticas capaces de ser captadas por nuestros ojos. Normalmente se generan a partir de una excitación eléctrica de

átomos o moléculas, que emiten la energía sobrante en forma de radiación. El color rojo y el violeta se encuentran en los extremos, de ahí los nombres de las zonas anterior (*infrarrojo*) y posterior (*ultravioleta*) del espectro.

3.1.3. Ventana Atmosférica

El sol constituye una fuente de radiación electromagnética de cuerpo negro casi perfecta (*ver apartado 3.1.4 y 3.1.6*) que emite energía principalmente en la banda del visible, pero también la emite en el UV y el IR.

La atmósfera de la tierra, compuesta de diversos gases naturales y vapor de agua, absorbe parte de la radiación solar en mayor o menor grado según diferentes frecuencias. Ello provoca que el espectro solar se vea alterado a medida que la radiación discurre a través de la atmósfera. Precisamente los gases y el vapor de agua son los causantes de esta alteración debido a la absorción, transmisión, reflexión y dispersión de la radiación.

A cada uno de los intervalos de frecuencia en los que una radiación procedente del exterior de la Tierra puede atravesar la atmósfera sin ser absorbida se les llama ventanas atmosféricas.

En relación con la absorción de la radiación solar en el espectro de IR provocada por los gases cabe resaltar las absorciones características del CO_2 a $2,7 \mu m$, $4,2 \mu m$ y $15 \mu m$, ya que el trabajo que nos ocupa se basa precisamente en la detección del CO_2 en la longitud de onda de $4,2 \mu m$.

3.1.4. Radiación de un Cuerpo Negro.

Como cuerpo negro se conoce a un objeto inexistente en realidad que tiene las siguientes características:

- Absorbe toda la radiación incidente, independientemente de la longitud de onda y de la dirección.
- Para una temperatura y una longitud de onda establecidas, no existe ningún objeto capaz de emitir más energía que este.
- La radiación emitida por un cuerpo negro depende de la longitud de onda, sin embargo, su radiancia¹ no depende de la dirección, es decir, se comporta como un radiador lambertiano².

La noción de cuerpo “negro” puede ser entendida en el rango visible del espectro: si se observa un edificio distante con una ventana abierta, la parte interior de la ventana parece de color negro debido a la baja emisión del interior de esta.

3.1.5. Función de distribución de Planck para la radiación de un cuerpo negro.

El 14 de diciembre del año 1900 en los albores del siglo XX, el físico alemán *Max Planck* (1858-1947) presentó un trabajo acerca de la ley de la radiación de los cuerpos negros. En su deducción de la expresión teórica de la intensidad de radiación en función de la longitud de onda y de la temperatura, *Planck* abandonó la física clásica al introducir una hipótesis radical cuya esencia puede formularse como sigue: Un oscilador de frecuencia natural (f) puede tomar o ceder energía únicamente en proporciones de magnitud

$$E = h \cdot f$$

¹ **Radiancia:** flujo o potencia radiante emitida por unidad de ángulo sólido y por unidad de área, expresada en vatios por metro cuadrado por estereorradián ($W m^{-2} sr^{-1}$).

² **Radiador lambertiano:** cualquier superficie, real o imaginaria, cuya radiancia sea independiente de la dirección considerada se denomina emisor (o radiador) lambertiano puesto que verifica la Ley de Lambert del Coseno: la irradiancia (o exitancia) desde un elemento cualquiera de área sobre la superficie varía como el coseno del ángulo θ entre la dirección considerada y la dirección de la normal a la superficie.

$$E(\theta) = E(0) \cdot \cos\theta$$

Donde h es la llamada constante de Planck ($h=6,626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$). Con esta hipótesis Planck fue capaz de encontrar una expresión teórica para la función de distribución espectral de la densidad de energía radiada (fig. 5) (excitancia espectral o potencia emisiva espectral o monocromática³) en función de la longitud de onda de la radiación de la cavidad de un cuerpo negro

$$E_{N\lambda}(T) = \pi I_{N\lambda}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Con c (velocidad de la luz) = $2,998 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ y k (constante de Boltzmann) = $1,380 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1} = 8,617 \times 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$

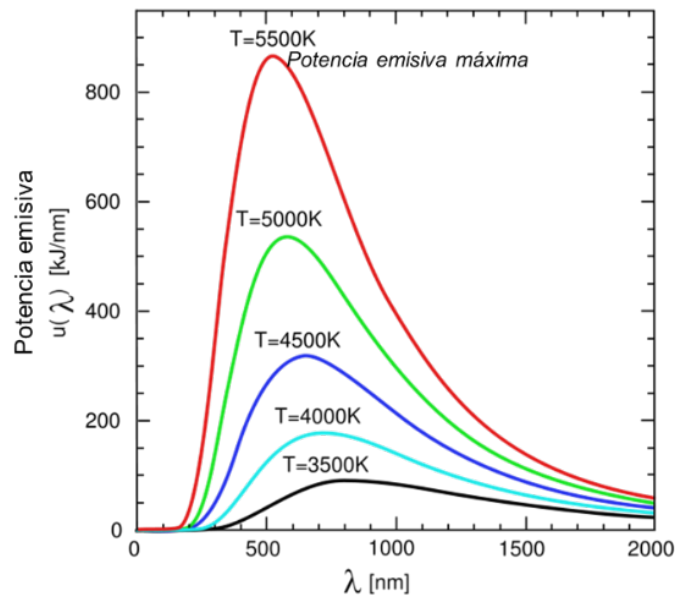


Figura 5.- Excitancia espectral de un cuerpo negro a temperatura T . (Visto en https://fjferre.webs.ull.es/Apuntes3/Leccion02/2_fisica_de_la_radiacin.html, abril/2018)

El área bajo la excitancia espectral ofrece la excitancia, que depende exclusivamente de la temperatura del cuerpo negro, según la ley de Stefan-Boltzmann.

3.1.6. Ley de Stefan-Boltzmann y Temperatura de Color

Todos los cuerpos que se encuentran a temperatura superior a la del cero absoluto emiten radiación, siendo su emisión directamente proporcional a la temperatura de estos. La agitación constante de átomos y moléculas implica el movimiento y la aceleración de las cargas eléctricas constitutivas de los mismos y, en consecuencia, la emisión de radiación electromagnética en determinadas franjas del espectro.

Si la temperatura de un cuerpo negro aumenta por encima de $525 \text{ }^\circ\text{C}$, la fuente comienza a emitir radiación de color rojo en el espectro visible, de forma que deja de ser negra para el ojo humano. Ésta es la temperatura incipiente del rojo, que posteriormente se convierte en naranja, amarillo y blanco a medida que la temperatura aumenta. De hecho, la definición de la llamada temperatura de incandescencia de un objeto es la temperatura a la que un cuerpo tendría que calentarse para alcanzar el mismo aspecto.

La excitancia o potencia emisiva total de un cuerpo negro que se encuentra a temperatura T viene dada por la ley de Stefan-Boltzmann

³ **Potencia emisiva (emitancia) (M) o excitancia (E):** energía radiante emitida por una superficie en todas direcciones por unidad de área de la superficie, $E \text{ (} W \text{ m}^{-2}\text{)}$. Cuando se refiere a una sola frecuencia se denomina **Potencia emisiva espectral (emitancia espectral) o Excitancia espectral** $E_\lambda \text{ (} W \text{ m}^{-2} \cdot \mu\text{m)}$.

$$E_N(T) = \int_0^{\infty} E_{N\lambda} \cdot d\lambda = \sigma T^4, \quad I_N(T) = \frac{E_N(T)}{\pi}$$

donde $E_N(T)$ es la excitancia “que surge” de la superficie del cuerpo negro en el vacío, σ es la constante de Stefan-Boltzmann ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$) y T es la temperatura absoluta del cuerpo negro emisor.

3.1.7. La ley de desplazamiento de Wien.

Aunque a día de hoy la ley de *Wien* es fácilmente deducible partiendo de la ley de *Planck*, en 1893 *Wien* estableció una relación inversa entre la longitud de onda en la que se produce el pico de emisión de un cuerpo negro y su temperatura. Dicha relación permite calcular a que longitud de onda se produce el pico de máxima emisión de energía de un cuerpo a una temperatura T .

$$\lambda_{max} \cdot T = 2897,8 \mu\text{m} \cdot \text{K} = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

La temperatura del Sol es de aproximadamente $6000 \text{ }^\circ\text{K}$, mientras que la de la Tierra es de $300 \text{ }^\circ\text{K}$. Esto significa que la radiación solar va a ser máxima para una longitud de onda de $0.48 \mu\text{m}$ (región visible) y la terrestre en una longitud de onda de $9.66 \mu\text{m}$ (infrarrojo térmico). Sin embargo, hay que tener en cuenta que conforme la radiación se aleja del punto de emisión la irradiancia (ver apartado 3.1.1) disminuye de forma proporcional al cuadrado de la distancia recorrida. Así los órdenes de magnitud de la distribución espectral de la constante solar (cantidad de energía solar que llega al techo de la atmósfera) y del espectro de emisión terrestre (fig. 6) se solapan, apareciendo incluso, una zona del espectro en la que la emisión terrestre es mayor que la constante solar.

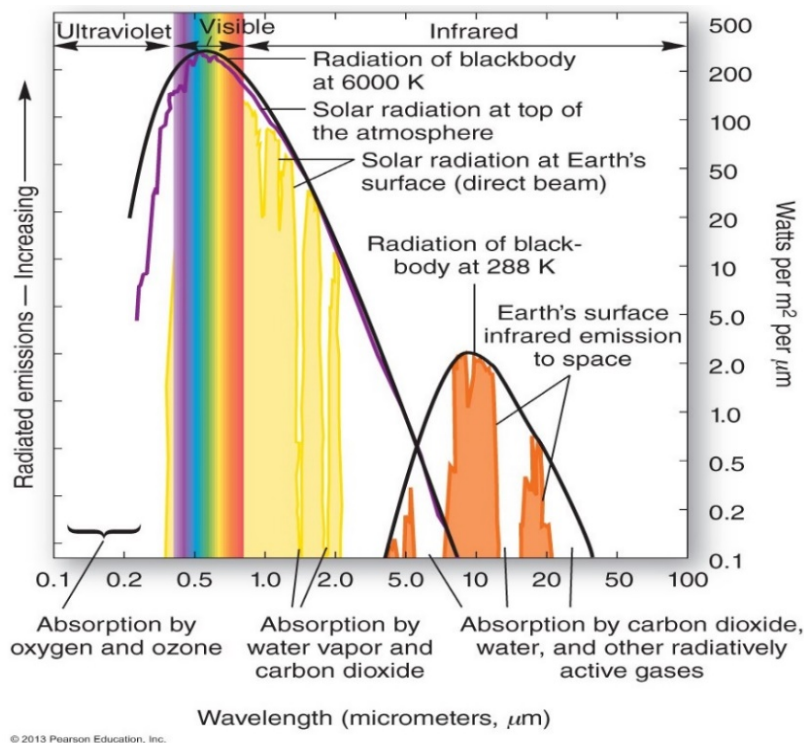


Figura 6.- Espectro solar y terrestre, se observa que los máximos de radiación se sitúan en longitudes de onda diferentes.

Notar que la radiación está en escala logarítmica. (Visto en

<http://www.geoqrfy.net/GEO1/Lectures/EnergyAtmosphere/SolarEnergy.html>, abril/2018).

3.1.8. Funciones de radiación y emisión de banda.

En termografía es común utilizar anchos de banda finitos, con lo cual es importante conocer la energía radiada en una banda finita entre longitudes de onda específicas λ_1 y λ_2 , es decir, $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{N\lambda}(T) d\lambda$. Estas longitudes de onda podrían constituir, precisamente, las bandas de corte inferior y superior de una

cámara termográfica. Los cálculos numéricos para esos casos se facilitan utilizando las funciones de radiación.

Para determinar la fracción de la emisión total de un cuerpo negro en una banda espectral entre longitudes de onda λ_1 y λ_2 , (fig. 7), se deben restar las funciones $E_N(0 - \lambda_2, T)$ y $E_N(0 - \lambda_1, T)$. Para facilitar las cosas, es posible obtener la relación adimensional $\frac{E_N(0-\lambda)}{\sigma T^4}$ que resulta en una función de λT que se encuentra fácilmente tabulada. Por todo ello la resolución se llevará a cabo de la siguiente forma:

$$E_{N\lambda_2-\lambda_1}(T) = \left(\frac{E_N(0 - \lambda_2, T)}{E_N(T)} - \frac{E_N(0 - \lambda_1, T)}{E_N(T)} \right) E_N(T) = \left(\frac{\int_0^{\lambda_2 T} E_{N\lambda} d(\lambda T)}{\int_0^{\infty} E_{N\lambda} d\lambda} - \frac{\int_0^{\lambda_1 T} E_{N\lambda} d(\lambda T)}{\int_0^{\infty} E_{N\lambda} d\lambda} \right) \int_0^{\infty} E_{N\lambda} d\lambda$$

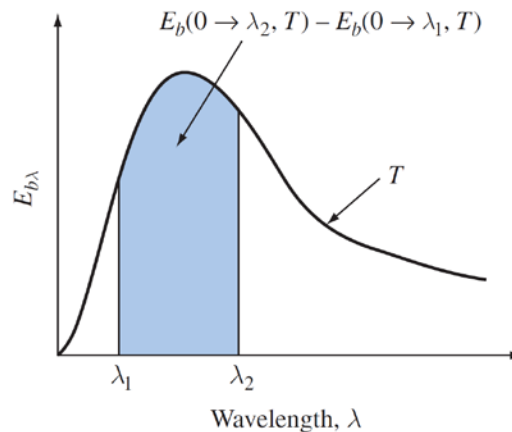


Figura 7.- Excitancia en la banda espectral λ_1 a λ_2 , utilizada a menudo en ingeniería en general y en termografía en particular. (Kreith, F., et al., 2011)

3.1.9. Emisores reales.

Todo lo expuesto hasta el momento se refería exclusivamente a radiadores de cuerpo negro. Sin embargo, los emisores reales casi nunca cumplen las leyes anteriormente expuestas y su radiación es función de la longitud de onda, de la temperatura y de la dirección de la radiación. Existen tres procesos cuya base aleja a los radiadores reales de comportarse como cuerpos negros: una fracción de la radiación incidente α puede absorberse, otra fracción ρ puede reflejarse y una última fracción τ puede transmitirse. Aunque estos factores dependen de la temperatura y la dirección de la radiación, a efectos de cálculo se opera con el promedio de estos.

Definiendo:

- **La absorbancia espectral α_λ** , como la porción de energía radiante monocromática absorbida por un objeto con respecto a la que incide sobre él.
- **La reflectancia espectral ρ_λ** , como la proporción de la energía radiante monocromática reflejada por un objeto con respecto a la que incide sobre él.
- **La transmitancia espectral τ_λ** , como la proporción de la energía radiante monocromática transmitida a través de un objeto con respecto a la que incide sobre él.

Se sabe que, para cualquier cuerpo, la suma de los tres factores ($\alpha_\lambda, \rho_\lambda, \tau_\lambda$) debe coincidir siempre con el total de la radiación incidente, de forma que tenemos la relación:

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1$$

Para materiales opacos a la radiación, $\tau_\lambda = 0$, con lo cual se cumple que:

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1$$

Por otra parte, existe otro factor llamado emisividad (ϵ), que es necesario para describir la fracción de la emitancia radiante de un cuerpo negro producida por un objeto real a una temperatura específica. Por definición tenemos que:

- o La emisividad espectral ϵ_λ , es la proporción de la energía radiante espectral de un objeto real con respecto a la de un cuerpo negro a la misma temperatura y longitud de onda.

Matemáticamente, puede expresarse como:

$$\epsilon = \frac{E(T)}{E_n(T)}$$

Atendiendo al valor de la emitancia espectral se definen tres tipos de radiadores:

- o Los **cuerpos negros**, donde: $\epsilon_\lambda = \epsilon = 1$
- o Los llamados **cuerpos grises**, donde: $\epsilon_\lambda = \epsilon < 1$
- o Y los llamados **radiadores selectivos**, en los que $\epsilon = \epsilon(\lambda)$

Visto lo anterior debemos resaltar que la excitancia total de un cuerpo gris viene dada por la ecuación de *Stefan-Boltzmann* modificada por el valor de la emitancia según la ecuación:

$$E(T) = \epsilon \sigma T^4$$

Además, como demostró *Kirchoff*, la emisividad espectral coincide con la absorbancia espectral para cualquier material, a cualquier temperatura y longitud de onda. Es decir:

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$$

Y aplicando la ecuación $\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1$ para materiales opacos, se obtiene que $\epsilon_\lambda + \rho_\lambda = 1$, lo cual quiere decir que la reflectancia aumenta al disminuir la emisividad y viceversa. Cabe mencionar en este punto que los materiales muy pulidos tienen gran reflectancia y una emisividad muy baja.

3.1.10. Intensidad de radiación emitida.

La radiación emitida por un cuerpo negro por unidad de área normal es la misma en todas direcciones y, por consiguiente, no existe dependencia direccional. Pero este no es el caso para las superficies reales y por ello se necesita una magnitud que cuantifique la radiación emitida en función de la dirección de propagación. A esta magnitud direccional se la denomina intensidad de radiación (I).

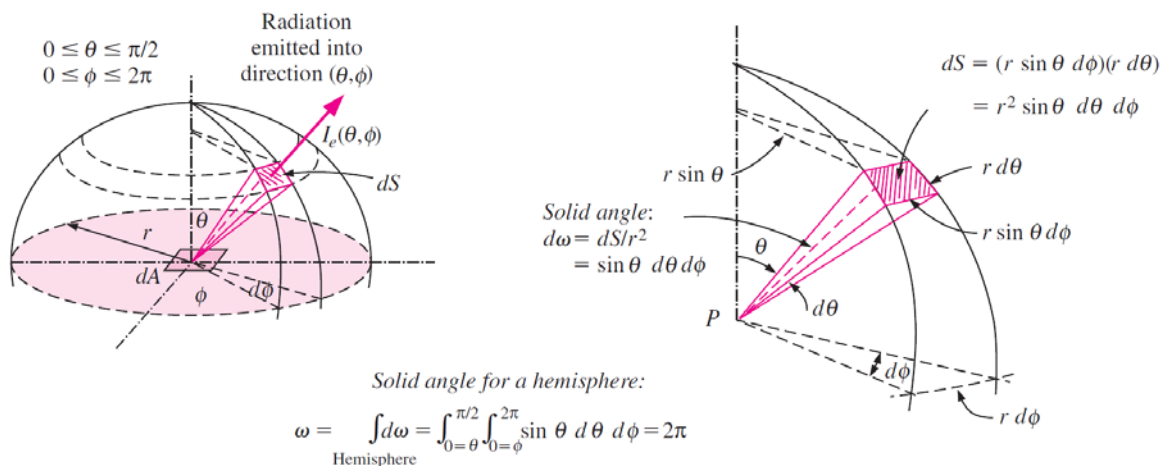


Figura 8.- Emisión de radiación desde un elemento diferencial de superficie hacia el espacio hemisférico circundante a través de un ángulo sólido diferencial. (Çengel, Y.A., 2006)

La radiación emitida en todas direcciones desde un punto P hacia el espacio hemisférico y la que emana a través del área superficial dS es proporcional al ángulo sólido $d\omega$ que contiene dS (fig. 8). También es proporcional al área radiante dA según la ve un observador situado en dS . Dicha área dA variará en función de la posición del observador, adquiriendo un valor máximo cenital ($\theta = 0^\circ$) y un valor mínimo horizontal ($\theta = 90^\circ$). Por lo tanto, el área efectiva de dA para la emisión en la dirección de θ es la

proyección de dA sobre un plano normal a θ , la cual es $dA \cos \theta$. La intensidad de radiación en una dirección dada se basa en un área unitaria normal a dicha dirección, con el fin de proporcionar una base común para la comparación de la radiación emitida en diferentes direcciones.

Se define la intensidad de radiación $I_e(\theta, \phi)$ como la tasa de radiación emitida en la dirección (θ, ϕ) por área unitaria de la superficie emisora normal a esta dirección, por el ángulo sólido unitario centrado con respecto a (θ, ϕ) .

$$I_e(\theta, \phi) = \frac{dQ_e}{dA \cos \theta d\omega} = \frac{dQ_e}{dA \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi} \quad (W \ m^{-2} sr^{-1})$$

Siendo dQ_e la tasa a la cual la radiación emitida por dA , atraviesa dS .

Para relacionar la intensidad de radiación con la excitancia, simplemente se determina la energía de una superficie que irradia hacia dentro de un recinto cerrado hemisférico colocado sobre ella. Como el hemisferio interceptará todos los rayos radiantes que emanan de la superficie, la cantidad total de radiación que pasa a través de la superficie hemisférica es igual a la excitancia. Pudiéndose escribir por ello que

$$dE = \frac{dQ_e}{dA} = I_e(\theta, \phi) \cos \theta d\omega = I_e(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$

debido a que el hemisferio que se encuentra sobre la superficie emisora dA intercepta toda la radiación emitida, la excitancia puede determinarse mediante la integración de dE , teniendo que

$$E = \int_{\text{hemisferio}} dE = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_e(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (W/m^2)$$

en la práctica muchas superficies pueden ser consideradas difusas, con lo cual I_e es constante, pudiendo escribir por ello que

$$E = I_e \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = I_e \pi$$

Aunque no ha sido especificado, el concepto puede ser aplicado del mismo modo a la radiación en sentido amplio o a la radiación espectral, mediante la relación

$$I(\phi, \theta) = I_e \int_0^{\infty} I(\phi, \theta) d\lambda$$

Con lo cual se cumple que

$$E_\lambda = I_{e\lambda} \pi$$

3.1.11. Irradiancia

De igual modo a como emiten radiación, todas las superficies reciben radiación procedente de la emisión o reflexión de otros cuerpos. La Intensidad de radiación incidente $I_i(\theta, \phi)$ se define como la tasa de radiación incidente desde la dirección (θ, ϕ) por área unitaria de la superficie normal interceptora a esta dirección, por el ángulo sólido unitario con respecto a la dirección (θ, ϕ) . En este caso, θ es el ángulo entre la dirección de la radiación incidente y la normal a la superficie.

Al flujo de radiación incidente sobre una superficie dada proveniente de todas direcciones se le llama Irradiancia y se escribe como

$$G = \int_{\text{hemisferio}} dG = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_i(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (W/m^2)$$

De la misma manera que para la emitancia si la irradiación es difusa se cumple que

$$G = I_i \pi \quad \text{y} \quad G_\lambda = I_{i\lambda} \pi$$

3.2. Comportamiento de los gases respecto a las radiaciones electromagnéticas.

En este apartado se justifican los principales fenómenos que suceden en la interacción de los gases con la radiación electromagnética, poniendo especial atención a la interacción con la radiación *IR* y destacando el comportamiento del CO_2 .

3.2.1. Transferencia de calor por radiación.

La absorción o emisión de luz viene dada por transiciones entre niveles de excitación electrónica. La mayoría de las transiciones electrónicas en los átomos, e incluso en las moléculas están en el rango espectral del *UV* o del visible. Por ello las excitaciones electrónicas son sólo de menor importancia cuando se considera la influencia de las especies gaseosas en el *IR*. Sin embargo, el *IR* térmico constituye la región de las llamadas huellas dactilares espectroscópicas, debidas a las excitaciones vibracionales y rotacionales.

Solamente aquellos enlaces cuya vibración provoque un cambio en el momento dipolar de la molécula absorben en el infrarrojo, según la llamada regla de selección de la espectroscopía infrarroja.

3.2.2. Vibraciones moleculares.

A temperaturas superiores a 0°K , los átomos unidos por un enlace en una molécula están en continuo movimiento vibratorio sobre sus posiciones de equilibrio, lo que determina distintos niveles de energía vibracional en la molécula. En moléculas sencillas es posible definir el tipo de vibraciones que tienen lugar entre los distintos átomos enlazados e identificar la radiación electromagnética que es absorbida para modificar su estado vibracional. En moléculas complejas esta posibilidad es más difícil tanto por el elevado número de vibraciones como por las interacciones entre los distintos centros vibracionales que se producen.

Hay dos clases de vibraciones básicas o fundamentales, de estiramiento o tensión y de deformación o flexión, (*fig. 9*). Las vibraciones de estiramiento producen un cambio continuo de la distancia entre los átomos sin abandonar el eje del enlace. Las vibraciones de deformación o flexión se caracterizan por un cambio en el ángulo de dos enlaces y se clasifican en cuatro tipos: de tijera, de oscilación en el plano, de sacudida fuera del plano y de torsión fuera del plano.

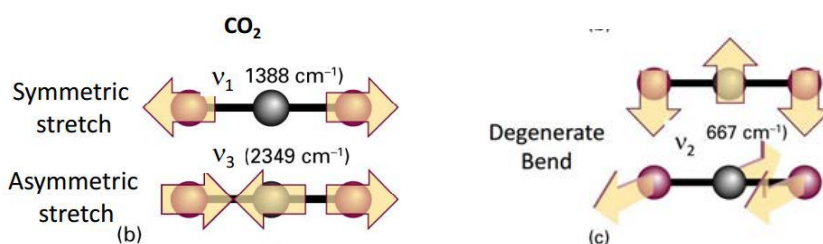


Figura 9.- Modos vibracionales de la molécula de CO_2 en cm^{-1} , el experimento que se presenta se basa en la absorción de radiación *IR* provocada durante el estiramiento asimétrico de la molécula de CO_2 . (Visto en <https://physics.stackexchange.com/questions/193249/extra-vibrational-mode-in-linear-molecule>, abril/2018)

3.2.3. Absorción y emisión en gases y materiales semitransparentes.

Los gases que constan de moléculas monoatómicas, como el Ar y el He , y de moléculas biatómicas simétricas, como el N_2 y el O_2 , no interfieren en la radiación *IR*, es decir, son transparentes a esta, excepto a temperaturas extremadamente elevadas en las cuales ocurre la ionización. Sin embargo, los gases con moléculas asimétricas, como el H_2O , CO_2 , CO , SO_2 y los hidrocarburos H_mC_n , si participan en el proceso de radiación por absorción, a temperaturas moderadas y por absorción y emisión a temperaturas elevadas.

Los medios gaseosos que contienen moléculas que interfieren en la radiación *IR* adquieren las siguientes propiedades referidas a la radiación *IR*:

- Emiten y absorben radiación en todo su volumen. Es decir, la radiación gaseosa es un fenómeno volumétrico y, por lo tanto, depende del tamaño y de la forma de la nube de gas o el contenedor que lo contiene.
- Los gases emiten y absorben radiación en diferentes bandas dependientes de los modos vibracionales de las moléculas asimétricas que lo forman. Ello los convierte en radiadores selectivos.
- Las características de emisión y absorción de los constituyentes de una mezcla de gases dependen de la temperatura, presión y composición de la mezcla. Por lo tanto, la presencia de otros gases participantes afecta las características de radiación de un gas en particular.

La presencia de aerosoles provoca la dispersión de la radiación *IR*, complicando todavía más el estudio de la radiación en los gases.

Los materiales semitransparentes a la radiación de IR se comportan de forma parecida a como lo hacen los gases.

3.2.4. Modelos vibracionales

Las características de una vibración atómica de tensión en una molécula diatómica son, en principio, similares a un modelo mecánico consistente en dos masas unidas por un resorte u oscilador armónico. Para iniciar el desarrollo se considera la vibración de una masa unida a un resorte que cuelga de un objeto inmóvil; la energía potencial para un desplazamiento de la masa sobre su posición de equilibrio es

$$E_{potencial} = \frac{1}{2}kd^2$$

donde k es la constante de fuerza y d , la distancia recorrida por la masa. La curva de energía potencial para una oscilación armónica simple, obtenida a partir de la ecuación anterior, es una parábola. En la posición de equilibrio, $d = 0$, la energía potencial es nula y alcanza el valor máximo cuando el resorte está extendido o comprimido a máxima amplitud.

La frecuencia de esta vibración, en ciclos por segundo, se calcula como sigue

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$$

donde m es la masa del objeto. Aplicando la anterior ecuación a un modelo de oscilador armónico formado por dos masas m_1 y m_2 ; de modo similar a dos átomos en movimiento vibratorio armónico unidos por un enlace, obtenemos

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}$$

donde $\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$ es la masa efectiva de la vibración molecular (μ) (o *masa reducida*) y k es la constante de fuerza del resorte o del enlace químico. Sin embargo, el movimiento vibratorio de dos átomos unidos por un enlace químico difiere del sistema de dos masas unidas por un resorte, debido a que la energía vibracional de los átomos en una molécula está cuantizada, y solamente son permitidos ciertos niveles energéticos, según la siguiente expresión:

$$E = \left(\frac{1}{2} + v\right) h\omega = \left(\frac{1}{2} + v\right) \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}$$

Donde v es el número cuántico vibracional y toma valores de 0, 1, 2, 3, etc., h es la constante de *Planck* y ω es la frecuencia de vibración de enlace. La energía de una transición entre dos niveles energéticos vibracionales consecutivos corresponde a un ΔE_{vib} y queda definido como

$$\Delta E_{vib} = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}$$

La absorción de radiación con energía igual a ΔE_{vib} da lugar a una transición vibracional que queda reflejada en el espectro. Las radiaciones electromagnéticas con esta energía se encuentran en la región infrarroja del espectro electromagnético. En un vibrador armónico, los niveles de energía están igualmente espaciados (fig. 10a). En realidad, un enlace químico no es un verdadero oscilador armónico, cosa que se deduce entre otras cosas, debido a que los niveles no están igualmente espaciados (fig. 10b).

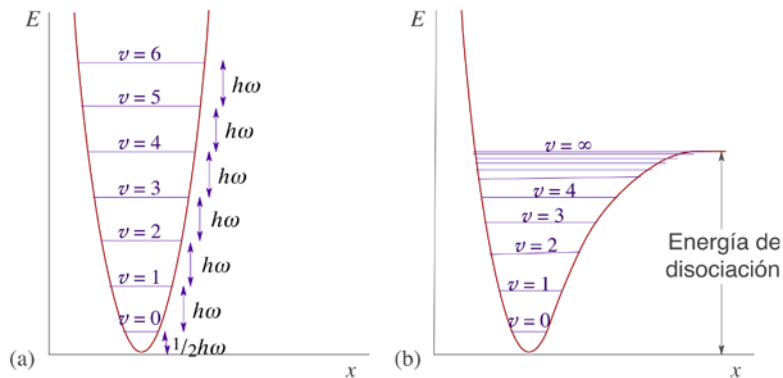


Figura 10.- Niveles de energía para un vibrador armónico (a) y para un enlace atómico (b) que no se comporta exactamente como un vibrador armónico. (Alcañiz E.J.)

Sólo a $0^\circ K$ todas las moléculas están vibrando en el estado fundamental. A temperaturas mayores, parte de las moléculas vibran en estados excitados. La ley de distribución de *Boltzmann*

$$\frac{N_i}{N_j} = e^{\pm \left(\frac{E_i - E_j}{kT} \right)}$$

predice que la ocupación de estados excitados es mayor cuando la temperatura es alta y cuando las diferencias de energía entre estados son pequeñas.

3.2.5. Cálculo de la absorbancia y transmitancia.

Considérese un medio gaseoso de espesor L , sobre el cual incide un haz de radiación *IR* con una intensidad $I_{\lambda,0}$, el cual es atenuado a medida que se propaga por el medio debido a la absorción de este (fig. 11).

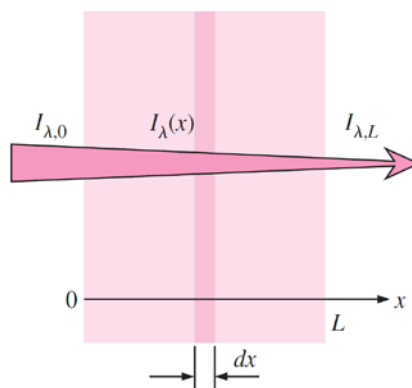


Figura 11.- Atenuación de un haz de radiación mientras pasa a través de un medio absorbente de espesor L . (Çengel, Y.A., 2006)

La atenuación de la radiación a medida que pasa a través de una capa de espesor dx es proporcional a la propia intensidad y al espesor dx . Esto es conocido como ley de *Beer-Lambert* y se expresa como

$$dI_{\lambda}(x) = -k_{\lambda}I_{\lambda}(x)dx$$

donde k_{λ} (m^{-1}) es el llamado coeficiente de absorción espectral. Suponiendo una absorbancia constante e integrando desde $x = 0$ hasta $x = L$, obtenemos

$$\frac{I_{L\lambda}}{I_{0\lambda}} = e^{-k_{\lambda}L}$$

lo cual indica que la radiación decae de modo exponencial. La relación expuesta entre la Intensidad residual y la incidente es considerada como la transmisividad espectral τ_{λ} , es decir

$$\tau_{\lambda} = e^{-k_{\lambda}L}$$

Si el medio no absorbe radiación $\tau_{\lambda} = 1$, con lo cual la intensidad de radiación permanece constante a través de él.

Si el medio no es dispersante y por ello tampoco refleja la radiación, se puede concluir que el total de la radiación es transmitida o absorbida, con lo cual $\alpha_{\lambda} + \tau_{\lambda} = 1$ y por lo tanto la absorbancia espectral de un medio gaseoso de espesor L es

$$\alpha_{\lambda} = 1 - \tau_{\lambda} = 1 - e^{-k_{\lambda}L}$$

y aplicando la ley de Kirchoff, se puede decir que la emisividad espectral es

$$\varepsilon_{\lambda} = \alpha_{\lambda} = 1 - e^{-k_{\lambda}L}$$

La absorbancia, transmitancia y emisividad espectrales de un medio gaseoso son cantidades adimensionales, con valores menores o iguales a 1. En general, el coeficiente de absorción espectral de un medio gaseoso (y, por lo tanto ρ_{λ} , α_{λ} y ε_{λ}) varía con la longitud de onda, la temperatura, la presión y la composición.

Para un medio ópticamente grueso (un medio con un valor grande de $k_{\lambda}L$), se tiene que $\varepsilon_{\lambda} \approx \alpha_{\lambda} \approx 1$, con lo cual se comporta aproximadamente como un cuerpo negro a una longitud de onda λ dada, siempre que no exista dispersión.

La absorbancia espectral del CO_2 (fig. 12) muestra con claridad el comportamiento selectivo. La forma y ancho de las bandas de absorción varían con la temperatura y la presión, pero la magnitud de la absorbancia también varía con el espesor de la capa de gas. Por ello, los valores de absorbancia sin la especificación del espesor y la presión no tienen significado. Para la realización de cálculos referentes a la absorción puede ser considerado el gas en sus diferentes espectros de absorción por separado o considerar un promedio determinado.

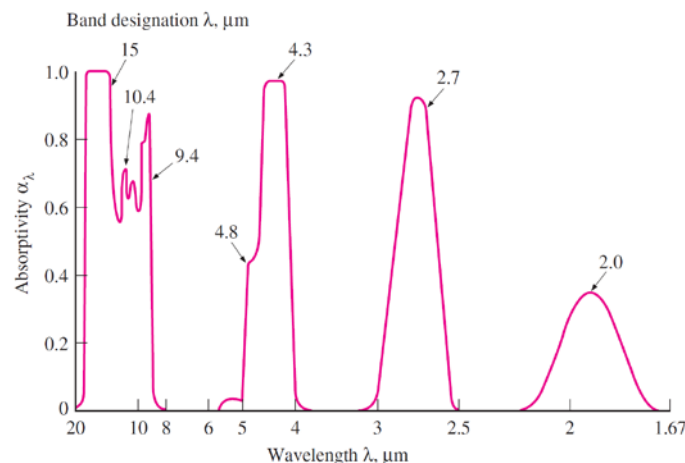


Figura 2.- Claro comportamiento selectivo de la absorbancia espectral del CO_2 . (Çengel, Y.A., 2006)

3.3. La cámara termográfica

Una cámara termográfica no es más que una cámara fotográfica en la cual el detector óptico (CCD⁴ o CMOS⁵) ha sido sustituido por un detector sensible a la radiación de infrarrojos (FPA, *Matriz de Plano Focal*, por sus siglas en inglés) que ofrece una señal eléctrica que es convertida en una imagen coloreada de la escena según la temperatura de cada uno de los objetos que la componen.

La tecnología de detección mediante FPA's se divide en dos categorías básicas:

- **Detectores térmicos**, la radiación IR, tras ser absorbida, provoca un aumento en la temperatura del detector, lo que a su vez modifica alguna propiedad física de este que modula una señal eléctrica (por ejemplo, la resistencia eléctrica en un bolómetro). Son los de menor coste, de respuesta espectral IR más amplia y los más lentos.
- **Detectores fotónicos (o cuánticos)**, la radiación IR absorbida por el detector, provoca un aumento en la concentración o movilidad de los portadores de carga libres (e^-), que a su vez se traduce en un incremento de la conductividad eléctrica. Son muy sensibles a la longitud de onda de la radiación incidente y extremadamente rápidos.

Típicamente las cámaras están diseñadas y calibradas para funcionar en una banda del espectro de IR. Ello significa que tanto los materiales ópticos (*lentes y filtros*) como el detector deben ser seleccionados para operar en el rango deseado. Habitualmente estos rangos coinciden con dos de las principales ventanas atmosféricas en el IR: de 2 a 5,6 μm en las bandas de SWIR - MWIR y de 8 a 14 μm en la banda de LWIR.

Debido al precio y buen rendimiento de los FPA constituidos por microbolómetros, en la gran mayoría de aplicaciones, estos son los más utilizados en la construcción de cámaras de IR, sin embargo, para muchas aplicaciones se requieren detectores fotónicos que al ser operados a muy baja temperatura adquieren una gran sensibilidad, además de actuar con gran rapidez (*alrededor de 1 μs*).

Los detectores fotónicos se basan en el principio llamado efecto fotoeléctrico interno⁶, es decir, convierten la radiación electromagnética recibida en un flujo de electrones, debido a la excitación de estos hasta la capa de conducción de un semiconductor.

Para la detección de radiación, la energía de los fotones incidentes debe superar el umbral de energía ΔE necesario para excitar a los electrones de la banda de valencia a la de conducción, o entre un estado de energía de hueco a una banda de energía.

Debido al umbral de energía ΔE que se establece para la excitación, los fotones incidentes deben tener la energía suficiente para superar este umbral con lo cual la sensibilidad espectral viene limitada por una longitud de onda de corte λ_{corte} sobre la cual no existirá excitación. Esto significa que el detector de fotones solo es sensible a fotones con $f > f_{\text{corte}}$, o lo que es lo mismo, $\lambda < \lambda_{\text{corte}}$, con lo cual su respuesta será totalmente dependiente de la longitud de onda.

$$\Delta E = hf_{\text{corte}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{corte}}} \Rightarrow \lambda_{\text{corte}} = \frac{hc}{\Delta E}$$

⁴ CCD: dispositivo de Carga Acoplada, (por sus siglas en inglés) es una matriz de elementos semiconductores fotosensibles que se usa habitualmente como detector en la fotografía digital.

⁵ CMOS: semiconductor complementario de óxido metálico. (por sus siglas en inglés) Se trata básicamente de la misma tecnología con la peculiaridad de que la lectura de datos es en paralelo.

⁶ **Efecto fotoeléctrico interno**: consiste en la excitación, mediante radiación electromagnética, de electrones de la capa de valencia de un metal a la banda de conducción, aumentando de este modo la conductividad eléctrica del material irradiado. Este aumento de conductividad se llama fotoconducción. En el caso de los metales, debido a su alta conductividad eléctrica base, el aumento de conductividad por radiación es insignificante, por eso el efecto fotoeléctrico interno se emplea en los semiconductores dopados o intrínsecos.

La conductividad intrínseca es ocasionada por electrones y huecos térmicamente generados, que están presentes en iguales concentraciones. Cuando la sustancia es irradiada, portadores de carga libres adicionales son producidos por la energía del fotón con lo que se mejora la conductividad. Mediante el dopado deliberado de un semiconductor con donantes o aceptores, se obtiene un semiconductor tipo P o N con un desequilibrio de huecos o electrones respectivamente.

3.3.1. Parámetros que caracterizan una cámara termográfica.

Para caracterizar una cámara termográfica se utilizan gran cantidad de parámetros, alguno de los cuales nos resultará familiar debido a su popularización por medio de las cámaras de fotografía digital (*resolución, pixel, distancia focal, etc*). Otros, no tan comunes, son detallados en los párrafos que siguen.

- **Respuesta espectral del detector.**

La respuesta espectral del detector es la capacidad de respuesta de un detector de IR y se define como la relación entre el valor cuadrático medio (*rms*) de la componente fundamental de la señal de salida eléctrica del detector y el valor *rms* de la componente fundamental de la potencia de radiación de entrada. Las unidades son voltios por vatio (*V/W*) o amperios por vatio (*A/W*).

$$R_v(\lambda) = \frac{V_s}{\phi_R(\lambda)} ; R_I(\lambda) = \frac{I_s}{\phi_R(\lambda)}$$

Suponiendo una radiación monocromática a una longitud de onda λ , el flujo cuántico $Z_{radiación}$ puede calcularse partiendo del flujo de radiación incidente (o potencia incidente⁷) y viceversa según:

$$Z_{radiación} = \frac{\phi_{radiación}}{hf} = \lambda \frac{\phi_{radiación}}{hc}, \text{ con lo cual } \phi_{radiación} = \frac{1}{\lambda} hc Z_{radiación}$$

La corriente originada puede ser también modelada mediante la ecuación

$$I_{señal} = e\eta Z_{radiación} = \frac{e\eta\lambda\phi_{radiación}}{hc}$$

con lo cual tenemos que la respuesta espectral queda como

$$R_I(\lambda) = \frac{I_{señal}}{\phi_R(\lambda)} = \frac{e\eta Z_{radiación}}{\frac{1}{\lambda} hc Z_{radiación}} = \frac{e\eta\lambda}{hc}$$

siendo η la eficiencia cuántica, es decir, el número de cargas libres por fotón incidente.

Visto lo anterior se puede concluir que la respuesta espectral es función de la longitud de onda de la radiación incidente para una eficiencia cuántica especificada. Dando una respuesta triangular (*fig. 13*) que en la práctica no es perfecta debido precisamente a que la eficiencia cuántica tiene pequeñas variaciones espectrales en función de la longitud de onda $\eta(\lambda)$.

De igual modo podemos establecer la relación corriente/flujo cuántico, obteniendo

$$\frac{I_{señal}}{Z_{radiación}} = \frac{e\eta Z_{radiación}}{Z_{radiación}} = e\eta$$

lo cual indica claramente que la corriente suministrada por el detector es proporcional al flujo cuántico y solamente depende de la eficiencia cuántica.

- **SNR_{BLIP} (Relación señal/ruido de un fotodetector limitado por el fondo)**

La situación más común en termografía es la de disponer de una fuente de señal débil detectada en un fondo grande ($\phi_{Fondo} \gg \phi_{Señal}$). En esta situación la contribución de ruido dominante está asociada con el ruido de disparo del fondo y se dice que el fotodetector está limitado por el fondo, según la ecuación

$$SNR_{BLIP} \approx \phi_{Señal} \sqrt{\frac{\eta}{\phi_{Fondo}}}$$

Con lo que se observa que SNR_{BLIP} es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del flujo de fondo. Por lo tanto, la reducción del flujo de fotones de fondo aumenta SNR_{BLIP} .

⁷ **Potencia incidente o Flujo radiante incidente (ϕ):** energía radiante recibida por unidad de tiempo, potencia (J/s o W)

En cualquier experiencia es importante trabajar con una SNR_{BLIP} alta, con lo cual resulta evidente la necesidad de disminuir al máximo el ruido de fondo.

○ **NEP (Potencia Equivalente de Ruido del detector).**

Cualquier detector de IR produce cierta salida de señal de ruido incluso cuando no recibe ninguna radiación de entrada. La potencia equivalente de ruido (*NEP*) de un detector es la potencia de entrada óptica que produce una potencia de salida adicional idéntica al valor cuadrático medio (*rms*) de la potencia de ruido para un ancho de banda dado ($\Delta\lambda$). En otras palabras, el *NEP* es la mínima potencia de radiación requerida para obtener una relación señal/ruido (*SNR*, por sus siglas en inglés) de 1, es decir, el nivel de radiación requerido para producir una corriente de señal equivalente a la corriente de ruido. Las unidades de *NEP* son $W \cdot Hz^{-1/2}$. El *NEP* indica el límite inferior de detección de radiación: un *NEP* más pequeño corresponde a un detector más sensible.

$$NEP(\lambda) = \frac{V_N}{R_V(\lambda)} = \frac{V_N}{\frac{V_S}{\phi_R(\lambda)}} = \frac{\phi_R(\lambda)}{SNR}$$

○ **Detectividad del detector.**

La detectividad se define como la inversa del *NEP*

$$D_\lambda = \frac{1}{NEP_\lambda}$$

Jones, R.C., (1960) descubrió que, para muchos detectores, el *NEP* es proporcional a la raíz cuadrada del ancho de banda de la señal recibida por el detector y del área de este. Lo cual significa que la detectividad es función de ambos parámetros, por lo que este sugirió una detectividad normalizada D^* definida como

$$D_\lambda^* = D_\lambda \sqrt{A_D \Delta f} = \frac{\sqrt{A_D \Delta f}}{NEP_\lambda} = \frac{\eta \lambda}{2hc} \sqrt{\frac{A_D}{\Delta f}}$$

Definiéndose D^* , como la fotosensibilidad por unidad de área activa de un detector. O la relación señal/ruido (*rms*) en una frecuencia particular, y en un ancho de banda de 1 Hz cuando incide 1 vatio de potencia radiante (*rms*) en un detector de área activa de 1 cm^2 .

D^* se usa para comparar los rendimientos de varios tipos de detectores ya que es independiente del área.

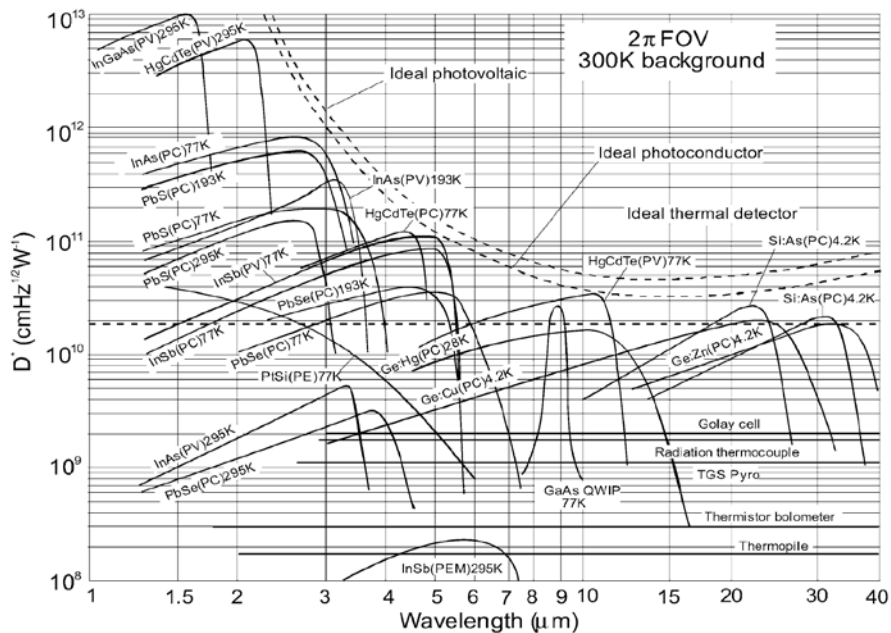


Figura 3.- Comparación de la D^* de varios detectores IR comercialmente disponibles operados a la temperatura indicada. La frecuencia de corte es de 1000 Hz para todos los detectores excepto para la termopila (10 Hz), el termopar (10 Hz), el

termistor bolómetro (10 Hz), la celda Golay (10 Hz) y el detector piroeléctrico (10 Hz). Se supone que cada detector ve un entorno semiesférico a una temperatura de 300 °K. Leyenda: PC = detector fotoconductor, PV = detector fotovoltaico, PE = detector fotoemisor, y PEM = detector fotoelectromagnético. (Piotrowski, J. & Rogalski, A., 2007)

○ **NETD (Diferencia de temperatura equivalente al ruido o Sensibilidad térmica del detector)**

Conociendo que un cambio de temperatura de un cuerpo negro ΔT_N provoca una diferencia en la potencia radiante $\Delta\phi_N$ recibida por el detector según

$$\Delta\phi_N = \frac{\partial\phi_N}{\partial T_N} \Delta T_N$$

Despejando podemos poner el ΔT_N en función de la diferencia de potencia radiante medida

$$\Delta T_N = \left(\frac{\partial\phi_N}{\partial T_N}\right)^{-1} \Delta\phi_N$$

y substituyendo el incremento de energía radiante ($\Delta\phi_N$) por el NEP_λ , obtenemos el mínimo incremento de temperatura detectable (ΔT_N^{min}). Esta diferencia de temperatura mínima detectable, dada por una diferencia de potencia radiante igual al NEP_λ , se define como la Diferencia de Temperatura Equivalente al Ruido (*Noise Equivalent Temperature Difference, NETD*)

$$\Delta T_N^{min} = NETD_\lambda = \left(\frac{\partial\phi_N}{\partial T_N}\right)^{-1} NEP_\lambda$$

$$NETD_\lambda = \left(\frac{\partial\phi_N}{\partial T_N}\right)^{-1} \frac{\sqrt{A_D \Delta f}}{D^*_\lambda} = \left(\frac{\partial\phi_N}{\partial T_N}\right)^{-1} \frac{\eta\lambda}{2hc} \sqrt{\frac{A_D}{\Delta f}}$$

con lo cual, nuevamente, el $NETD_\lambda$ del detector depende de la raíz cuadrada del área del detector y del ancho de banda de la señal recibida.

La anterior ecuación resulta de un detector desnudo, pero hay que tener en cuenta que el $NETD_\lambda$ está influenciado por la óptica de la cámara y todos los factores de atenuación de la radiación incidente en su camino desde el objeto hasta el detector. Por ello una ecuación más adaptada a la realidad es la siguiente:

$$NETD_\lambda = \frac{1}{FOV \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \tau_{\text{óptica}} D^*_\lambda(\lambda) \frac{\partial E_{\lambda N}(T)}{\partial T_N} d\lambda} \sqrt{\frac{\Delta f}{A_D}}$$

y para detectores no selectivos o que trabajan en un ancho de banda con $D^*_\lambda(\lambda)$ constante tenemos

$$NETD = \frac{1}{FOV D^* \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \tau_{\text{óptica}} \frac{\partial E_{\lambda N}(T)}{\partial T_N} d\lambda} \sqrt{\frac{\Delta f}{A_D}}$$

siendo $E_{\lambda n}(T) \cdot d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda$, según la ley de Planck vista anteriormente.

De la anterior ecuación se pueden deducir varias conclusiones:

- La transmisividad de la óptica debe ser alta para obtener un $NETD$ alto.
- El FOV y la D^* interesa de igual modo que sean elevados para reducir el $NETD$.
- Por otra parte, la integral de la excitancia para el rango de trabajo disminuye de manera exponencial con la disminución del ancho de banda de la medida, con lo cual, al trabajar con filtros de banda estrecha, la sensibilidad térmica se ve fuertemente disminuida y, por ello, para mantener valores similares de $NETD$ es importante aumentar en la medida de lo posible el FOV , ya que este es el único sobre el que se puede actuar desde la posición de experimentación.

3.3.2.Necesidad de enfriar el detector de fotones.

Como se ha visto anteriormente, un detector de fotones funciona a una longitud de onda de corte que viene dada por la expresión $\lambda_{corte} = \frac{hc}{\Delta E}$, la situación óptima para el funcionamiento del detector se consigue si sólo los cuantos entrantes con $\lambda < \lambda_{corte}$ son los que generan portadores libres de carga.

Como se sabe, existen muchos procesos relacionados con el ruido que provocan excitación térmica y por consiguiente portadores de carga libres.

A una temperatura de $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$, la energía térmica KT es de $25,9 \text{ meV}$, conociendo que la energía necesaria para la excitación de portadores de carga en un detector con λ_{corte} de $10 \text{ } \mu\text{m}$ es de 124 meV , es posible calcular, mediante la ecuación de *Boltzmann*, la probabilidad W de excitación de portadores de carga.

$$W = \text{Constante} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \text{ (modelo simplificado)}$$

Sin atender al valor de la constante, para los valores expuestos, obtenemos $W = \text{Constante} \cdot 8,3 \cdot 10^{-3}$. Este factor, bastante elevado, provoca un nivel de ruido grande sobre el detector y una baja sensibilidad.

Sin embargo, para una temperatura del detector de $T = 77 \text{ }^\circ\text{K}$, el valor de la exponencial es de $7,6 \cdot 10^{-9}$ con lo cual se puede afirmar que la refrigeración del detector disminuye muy eficazmente la concentración de portadores de carga libres y por lo tanto el ruido en el detector. La necesidad de enfriar el detector a bajas temperaturas aumenta con la longitud de onda de corte, debido a la disminución de la energía para la excitación del detector.

Los detectores de fotones en el rango de 7 a $14 \text{ } \mu\text{m}$ se enfrían alrededor de $77 \text{ }^\circ\text{K}$, los que miden en el rango de 3 a $5 \text{ } \mu\text{m}$ se enfrían a temperatura aproximadas a $200 \text{ }^\circ\text{K}$, aunque en ocasiones funcionan también a $77 \text{ }^\circ\text{K}$. Los que usan la región de 1 a $3 \text{ } \mu\text{m}$ usan un régimen de trabajo de $200 \text{ }^\circ\text{K}$ siempre.

Por otra parte, tenemos que el uso de filtros aumenta la radiación de fondo y por tanto el ruido de fondo, por ello si se usan filtros, estos deben ser fríos, ya que a temperaturas bajas de alrededor de $77 \text{ }^\circ\text{K}$ el ruido de fondo introducido por los mismos es despreciable. El detector recibe radiación de fondo solamente dentro de la gama espectral de transmisión de este. Por ello la radiación de fondo recibida por el detector disminuye, consiguiéndose un aumento adicional de la detectividad específica D^* .

3.3.3. Campo de visión (FOV)

Este parámetro permite conocer el tamaño (*superficie*) del campo (*escena*) que es capaz de visualizar la cámara, este depende de la óptica y del tamaño de la matriz de detección (*FPA*), según las fórmulas

$$FOV_H = 2 \arctan \frac{b_H}{2f} \quad FOV_V = 2 \arctan \frac{b_V}{2f}$$

siendo b_H y b_V la longitud horizontal y vertical respectivamente de la *FPA* y f la distancia focal (*fig. 14*).

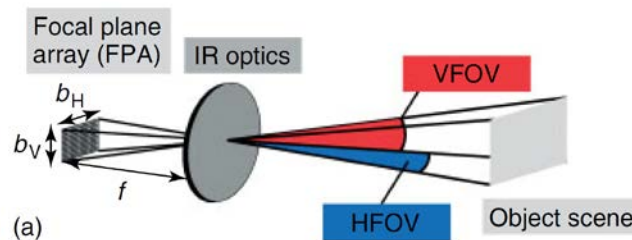


Figura 4.- Esquema sintético del FOV y los principales parámetros para su cálculo. (Vollmer, M. & Möllmann, K.P., 2010)

Aplicando principios básicos de trigonometría se puede obtener el tamaño de la escena a una distancia determinada (D), conociendo el FOV. Para ello se aplicarán las fórmulas

$$x = 2D \tan \left(\frac{FOV_H}{2} \right) \quad y = 2D \tan \left(\frac{FOV_V}{2} \right)$$

Conocido el *FOV* es posible obtener el *IFOV* (*Campo de Vista Instantáneo*, por sus siglas en inglés), que es la medida de la habilidad del detector de resolver detalles en conjunción con el objetivo.

La resolución geométrica se representa en *mrad* y define el objeto más pequeño que se puede representar en la imagen del visualizador, según la distancia de medición. En la termografía, el tamaño de este objeto corresponde a un pixel.

El valor representado en *mrad* corresponde al tamaño del punto visible de un píxel en *mm* a una distancia de *1m*. (fig. 15) y permite conocer el tamaño mínimo de un objeto representable en función de la distancia según la fórmula

$$Tamaño_{min} = D \cdot IFOV$$

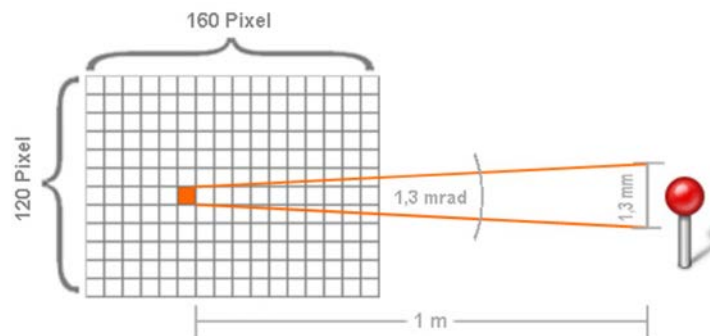


Figura 15.- Esquema del IFOV. (Visto en <http://www.academiatesto.com.ar/cms/pagina-inicial>, abril/2018)

Otro parámetro importante en termografía es el *IFOV_{meas}* (*Campo de vista instantáneo medible*, por sus siglas en inglés), este describe el objeto medible más pequeño.

El *IFOV_{meas}* es la designación del objeto más pequeño cuya temperatura se puede medir de forma precisa con una cámara termográfica. Al *IFOV_{meas}* también se le llama marca de medición. Aunque este parámetro lo debe suministrar el fabricante de la cámara, una buena aproximación general para el valor de *IFOV_{meas}* es la de considerar

$$IFOV_{meas} = 3IFOV$$

3.3.4. La medida de la radiación por la cámara.

Al visualizar un objeto mediante una cámara termográfica, esta recibe la radiación proveniente del objeto más la radiación reflejada por este del entorno. A su vez ambas radiaciones son atenuadas por la atmósfera (el CO_2 en el caso del experimento que se trata) y la propia atmósfera (CO_2) emite radiación que también es recibida por la cámara.

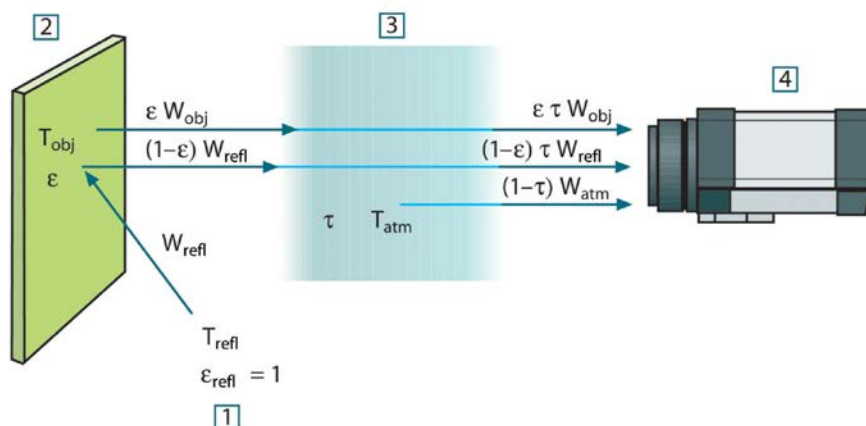


Figura 5.- Representación esquemática de la situación de medición termográfica. 1: Entorno; 2: Objeto; 3: Atmósfera (CO_2); 4: Cámara (Flir, 2017)

Aunque el proceso descrito es bastante fiel a la realidad, pueden aparecer otros factores no contemplados como son la radiación solar o alguna fuente de radiación intensa situada fuera del campo visual.

Partiendo de la situación planteada podemos deducir una fórmula matemática que nos permitirá calcular la temperatura del objeto a temperatura T_{obj} , considerando este como un cuerpo gris (fig, 16). Dicha fórmula constará de los siguientes términos:

- **Potencia incidente del objeto, $\epsilon\tau\phi_{obj}$** , donde ϵ es la emitancia del objeto y τ es la transmitancia de la atmósfera. La temperatura del objeto es T_{obj} .
- **Potencia incidente reflejada desde fuentes del entorno a temperatura T_{refl} , $(1 - \epsilon)\tau\phi_{refl}$** , donde $(1 - \epsilon)$ es la reflectancia del objeto, según las leyes de Kirchoff. Asumiendo que la temperatura T_{refl} es la misma para todas las superficies emisoras dentro de una semiesfera vista desde un punto de la superficie del objeto. Si bien es cierto que esto puede ser una simplificación de la realidad, no menos cierto es que el valor de dicha temperatura podría ser una temperatura eficaz que representara la media del entorno. Se ha asumido además que la emitancia del entorno es igual a 1, cosa asumible, de nuevo, según Kirchoff.
- **Potencia incidente desde la atmósfera, $(1 - \tau)\phi_{atm}$** , donde $(1 - \tau)$ es la emitancia de la atmósfera a la temperatura T_{atm} .

Una vez conocidos los términos que componen la fórmula podemos escribirla como sigue:

$$\phi_{tot} = \epsilon\tau\phi_{obj} + (1 - \epsilon)\tau\phi_{refl} + (1 - \tau)\phi_{atm}$$

Considerando la reflectancia sobre el objeto (*radiador de IR*) nula, o en todo caso parte de la potencia emitida por el propio radiador, cosa asumible en el experimento debido a que el interés de este no pasa de momento por la medida de la radiación, se puede reescribir la ecuación como

$$\phi_{tot} = \epsilon\tau\phi_{obj} + (1 - \tau)\phi_{atm}$$

Considerando la emitancia del radiador aproximadamente igual a 1 y la absorbancia de la atmosfera igual a su emitancia se puede reescribir la fórmula en función de la absorbancia, obteniendo

$$\phi_{tot} = (1 - \alpha)\phi_{obj} + \alpha\phi_{atm} = \phi_{obj} - \alpha\phi_{obj} + \alpha\phi_{atm} = \phi_{obj} - \alpha\phi_{obj} + \epsilon\phi_{atm}$$

Ello conduce a la conclusión de que para llevar a cabo el experimento interesa tener una absorbancia atmosférica (*del CO₂*) elevada, cosa sobre la cual no se puede incidir, y mantener elevada la potencia radiada del radiador comparada con la atmosférica. Para conseguir este último objetivo se debe intentar mantener una diferencia de temperatura elevada entre el radiador y la atmósfera mediante el aumento constante de la temperatura del radiador con la finalidad de no llegar a una situación de equilibrio térmico.

Atendiendo también a la minimización de los efectos ambientales citados anteriormente se confeccionará una cámara de experimentación con el máximo aislamiento térmico del exterior, para así evitar radiaciones y transferencias térmicas no deseadas.

3.4. Impacto de la absorción, emisión o difusión de los gases fríos en la termografía infrarroja.

El impacto de la absorción de un gas frío en la termografía infrarroja se ilustra esquemáticamente en la figura 17. En ella se muestra un objeto a temperatura T que es observado por una cámara de infrarrojos a través un gas frío de temperatura T_{gas} . El objeto debe tener una temperatura $T > T_{gas}$.

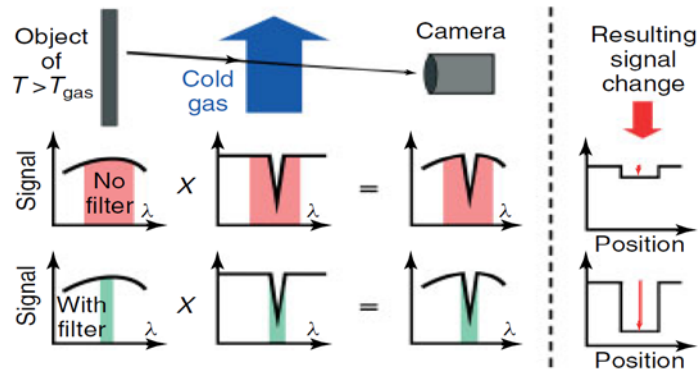


Figura 6.- Detección de gases fríos frente un radiador de contraste caliente con o sin filtro. Las regiones sombreadas reflejan el rango espectral detectado por la cámara. (Vollmer, M. & Möllmann, K.P., 2010)

La fila central de la figura 17, representa la visión del objeto a través de la nube de gas mediante una cámara de MWIR sin filtro. El área sombreada de la izquierda refleja la señal del objeto vista por un detector si no hay atenuación adicional de la radiación en su camino desde el objeto al detector. Si el gas frío tiene características de absorción dentro de la gama espectral de la cámara de IR este absorbe parte de la energía (indicado por su espectro de transmisión con un mínimo bien definido en la imagen central), con lo cual, la señal del objeto detectada por la cámara, a través del gas, es menor que sin este.

Si se utiliza un filtro espectral de banda estrecha frente al detector de la cámara, la señal del objeto que llega al detector será menor que la obtenida mediante la detección de banda ancha, pero, por otro lado, si se sintoniza a la frecuencia de absorción del gas, el cambio de señal relativa debido a la absorción por el gas es mucho más grande, es decir, se puede mejorar el contraste de la señal y detectar con mayor sensibilidad (fig. 17, fila inferior).

Hay que recordar que los gases son emisores selectivos con un espectro de influencia en el IR extremadamente estrecho, con lo cual una detección de banda ancha perjudica la relación señal ruido. Muchas cámaras de termografía de IR permiten el uso de filtros que se colocan entre el detector y la óptica. Los filtros que se mantienen a la temperatura de la óptica son llamados filtros calientes. Están contruidos con materiales no absorbentes que reflejan la radiación que está fuera de la banda de paso previniendo el autocalentamiento y por ello la emisión de radiación hacia el detector.

Para aplicaciones como la que se trata en este trabajo se utilizan los llamados filtros fríos de banda estrecha integrados en el propio detector, evitando con ello la auto radiación del filtro y bloqueando a su vez las radiaciones provenientes de las partes calientes de la propia cámara.

Si, además del objeto de contraste tras el gas, están muy cerca otros objetos tibios o calientes que emiten radiación térmica de infrarrojos, el gas puede producir dispersión resonante y provocar un efecto muy parecido a las reflexiones térmicas que se dan en mayor o menor medida en los objetos sólidos.

Con ello la señal detectada por la cámara puede cambiar de acuerdo a la importancia relativa de la absorción del gas (disminución de la señal) y la dispersión de resonancia (aumento de la señal).

Los efectos de dispersión son detectables mediante la cámara si al visualizar el gas se observan cambios de su estructura visual al cambiar el ángulo de orientación de la cámara.

4. Conclusión.

No cabe duda en que la visualización de la fotosíntesis a través de la absorción del CO₂ puede representar un avance importante para ahondar en su conocimiento y abrir un interesante camino de investigación todavía por explorar. Una revisión exhaustiva del estado actual de la tecnología nos ha llevado a pensar que estamos en condiciones de hacer realidad nuestra propuesta y, por ello, hemos desarrollado el marco teórico y experimental para llevar a cabo el experimento. A partir de aquí, nuestro próximo paso consiste en buscar los acuerdos y elementos necesarios para proceder a su ejecución.

Agradecimientos.

A Jaime Flexas por la oportunidad que me brindó para llevar a cabo dicho trabajo y la ayuda que me ha prestado a lo largo de mi camino hacia el mundo de la biología.

Recordando la frase de *Isaac Newton* cabe destacar que este trabajo no hubiera sido posible sin el sustento proporcionado por los hombros de gigantes.

5. Bibliografía.

- **Baker, N.R.** (2008) Chlorophyll Fluorescence: A Probe of Photosynthesis In Vivo. *Annu. Rev. Plant Biol.* Vol: 59, 89–113
- **Bergman T.L., et al.** (2011) *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Seventh edition. John Wiley & Sons. USA. Pp: 1038
- **Çengel, Y.A.** (2006) *Heat and Mass Transfer. A Practical Approach*. Third Edition. The McGraw-Hill Education. Singapore. Pp: 899
- **Crystran** (2016) *The Crystran Handbook of Infra-Red and Ultra-Violet Optical Materials*. Crystran Ltd. England. Pp: 120
- **Dam, J. S., Tidemand-Lichtenberg, P. & Pedersen, C.** (2012) Room-temperature mid-infrared single-photon spectral imaging. *Nature photonics*. 2012.231
- **Daniels, A.** (2007) *Field Guide to Infrared Systems, Detectors and FPAs*. Second Edition. SPIE PRESS. Washington. Pp:161
- **Desmira, N., et al.** (2014) In-situ spectroscopic monitoring of Jatropha oil combustion properties. *Renewable Energy*. Vol: 63, 775-778
- **Farquhar, G.D., & Sharkey, T.D.** (1982) Stomatal Conductance and Photosynthesis. *Annu. Rev. Plant Physiol.* Vol: 2 (33), 317-345
- **Flexas J., et al.** (2004) Diffusive and metabolic limitations to photosynthesis under drought and salinity in C₃ plants. *Plant Biology*. Vol: 6, 1-11
- **Flir** (2012) *The Ultimate Infrared Handbook for R&D Professionals*. Flir. Pp: 32
- **Flir** (2017) Theory of thermography. *User's manual FLIR GF3xx series*. Pp: 304
- **Fontal, B.** (2005) *El Espectro Electromagnético y sus Aplicaciones*. Escuela Venezolana para la Enseñanza de la Química. Venezuela. Pp: 151
- **Gaussorgues, G.** (1994) *Infrared Thermography*. Springer-Science+Business Media, B.V. Pp: 529
- **Gimenez, C., et al.** (1992) Regulation of Photosynthetic Rate of Two Sunflower Hybrids under Water Stress. *Plant Physiol.* Vol 98, 516-524
- **Gómez, E.** (2006) *Guía Básica de Conceptos de Radiometría y Fotometría*, ESI-Universidad de Sevilla. Pp:41
- **Gordge, D.N. & Page, R.H.** (1993) Infrared imagery of an air /CO₂ axisymmetric jet. *Experiments in fluids*. Vol: 14, 409-415
- **Henini, M., & Razeghi, M.** (2002) *Handbook of Infrared Detection Technologies*. Elsevier Science. Oxford. Pp: 505
- **Jones, R.C.** (1960) Proposal of the Detectivity D^{**} for Detectors Limited by Radiation Noise. *Journal of the optical society of America*. Vol 50 (11)
- **Khodayar, F., et al.** (2016) Infrared thermography and NDT: 2050 horizon. *Quantitative Infrared Thermography Journal*. Pp: 20
- **Kingston, R.H.** (1978) *Detection of Optical and Infrared Radiation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. New York. Pp: 136
- **Kreith, F., et al.** (2011) *Principles of Heat Transfer*. Seventh Edition. Cengage Learning. Stamford. Pp: 784
- **Kutschera, U & Briggs, W.R.** (2016) Phototropic solar tracking in sunflower plants: an integrative perspective. *Annals of Botany*. Vol: 117: 1 – 8.

- **Liger-Belair, G., et al.** (2012) Monitoring Gaseous CO₂ and Ethanol above Champagne Glasses: Flute versus Coupe, and the Role of Temperature. *PLoS ONE*. Vol: 7(2): e30628.
- **Melgosa, S.** (2011) *Guía de la termografía Infrarroja. Aplicaciones en ahorro y eficiencia energética*. Fundación de la Energía de la Comunidad de Madrid. Madrid. Pp: 188
- **Meola, C., et al.** (2017) *Infrared Thermography in the Evaluation of Aerospace Composite Materials*. Elsevier Ltd. Pp: 158
- **Pearcy, R.W., et al.** (1989) *Plant Physiological Ecology. Field methods and instrumentation*. Chapman and hall Ltd. New York. Pp: 462
- **Piotrowski, J. & Rogalski, A.** (2007) High-Operating-Temperature Infrared Photodetectors. SPIE PRESS. Washington. Pp: 236
- **Pron, H., et al.** (2010) Dynamic-tracking desorption of CO₂ in Champagne wine using infrared thermography. *J Vis.* Vol: 13, 181-182
- **Rodríguez-Conejo, M.A. & Meléndez, J.** (2014) Hyperspectral quantitative imaging of gas sources in the mid-infrared. *Applied Optics*. Vol: 54 (2), 141-149
- **Rühle, T., et al.** (2018) Chlorophyll Fluorescence Video Imaging: A Versatile Tool for Identifying Factors Related to Photosynthesis. *Front. Plant Sci.* Vol: 9 (55)
- **Salisbury, F.B. & Ross, C.W.** (1991) *Plant Physiology*. Fourth edition. Wadsworth Publishing Company. California. Pp: 682
- **Sedlák, D., Straško, B. & Janiga, M.** (2015) Thermal imaging in analysis of local climate in industrialized area - exploring new methodology. *Oecologia Montana*. Vol: 24, 74-77
- **Stanley, S.M. & Luczaj, J. A.** (2015) *Earth System History*. Fourth edition. W. H. Freeman and Company. USA. Pp: 587
- **Strachant, D.C., et al.** (1985) Imaging of hydrocarbon vapours and gases by infrared thermography. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. Vol: 18, 492-497
- **Tank, V., Pfan, H. & Kick, H.** (2008) New remote sensing techniques for the detection and quantification of earth surface CO₂ degassing. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. Vol: 177, 515-524
- **Vladimir, P., et al** (2015) Review of pulsed thermal NDT: Physical principles, theory and data processing. *NDT&E International*. Vol: 73, 28-52
- **Vollmer, M. & Möllmann, K.P.** (2010) *Infrared Thermal Imaging. Fundamentals, Research and Applications*. Wiley-VCH. Germany. Pp: 593
- **Vollmer, M. & Möllmann, K.P.** (2011) IR imaging of CO₂: basics, experiments, and potential industrial application. *Sensor + Test Conferences*. 3.2, 59-64
- **Walther, M. & Weimann, G.** (2006) Infrared imaging with InAs/GaSb type-II superlattices. *Phys. stat. sol. (a)*. Vol: 203 (14), 3545-3549
- **Weber, M.J.** (2003) *Handbook of Optical Materials*. CRC PRESS. USA. Pp: 499
- **Wu, K., et al.** (2018) Development of an imaging gas correlation spectrometry based mid-infrared camera for two-dimensional mapping of CO in vehicle exhausts. *Optics Express*. Vol: 26 (7)

Recursos web.

- **Alcañiz E.J.** Espectroscopía vibracional. *Determinación Estructural de Compuestos Inorgánicos*. Universidad de Alcalá. Visto en: http://www3.uah.es/edejesus/resumenes/DECI/tema_2.pdf en abril/2018
- **Edmund Optics.** *The Correct Material for Infrared (IR) Applications*. Visto en: <https://www.edmundoptics.es/resources/application-notes/optics/the-correct-material-for-infrared-applications/?site=ES&countryid=204> en abril/2018
- **Grupo de Enseñanza de la Óptica.** *Apuntes de Óptica física*. Departamento de Óptica Universidad Complutense de Madrid. Visto en: http://webs.ucm.es/info/opticaf/OPT_FIS/ en abril/2018
- **Martín-Blas, T. y Serrano-Fernández, A.** *Curso de Física Básica*. Universidad Politécnica de Madrid (UPM). Visto en <http://www2.montes.upm.es/dptos/digfa/cfisica/default.htm> en abril/2018
- **Photonics Media.** Optical Materials: Transmission and Refractive Index. *Photonics handbook*. Visto en <https://www.photonics.com/EDU/Handbook.aspx?AID=25498> en abril/2018