

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

MISURE DI TEMPERATURA
TRAMITE RADIAZIONE INFRAROSSA

Relatore:
Prof. Giuseppe Levi

Presentata da:
Giacomo Domenichini

Correlatore:
Dott.ssa Rosa Brancaccio

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

MISURE DI TEMPERATURA
TRAMITE RADIAZIONE INFRAROSSA

Relatore:
Prof. Giuseppe Levi

Presentata da:
Giacomo Domenichini

Correlatore:
Dott.ssa Rosa Brancaccio

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

Il cacciatore ha freddo, ma non trema.

-AlienAlex-

Al mio fratellino.

A chi mi ha supportato
(e sopportato)
nel raggiungimento di questo obiettivo...
... GRAZIE!

Indice

Introduzione	v
1 Fondamenti teorici	1
1.1 Interazione tra sistema e ambiente	1
1.2 Temperatura	3
1.3 Termogrammi	6
1.4 Equazione di Fourier	7
1.5 Elementi di radiometria	7
1.6 Radiazione termica	12
1.7 Radiazione di corpo nero	14
2 Tecniche operative	19
2.1 Termografia infrarossa	19
2.2 Fattore di configurazione	21
2.3 Specifiche tecniche di una termocamera a infrarossi	23
2.4 Determinazione dell'emissività di un corpo	25
2.5 Applicazioni della termografia infrarossa	26
2.5.1 Edilizia e manutenzione	26
2.5.2 Angiotermografia dinamica	26
2.5.3 Impiego osservativo	27
Appendices	29
A Tavole dell'emissività	31
Riferimenti bibliografici	33
Indice analitico	35

Introduzione

Solamente all'inizio dell'Ottocento grazie agli studi di Sir William Herschel e suo figlio Sir John Herschel si ebbero le prime evidenze sperimentali dell'esistenza della radiazione infrarossa. Il primo riuscì a misurare la distribuzione dell'energia termica solare utilizzando un termometro mentre il secondo, appassionato di fotografia, rivelò la radiazione infrarossa vicina al visibile realizzando il primo rudimentale termogramma, prodotto dall'evaporazione di particelle di carbone in sospensione nell'alcool. Lo spettro elettromagnetico non è infatti limitato alla radiazione visibile, ovvero la luce, ma si estende ben al di là di questa limitatissima regione. Ad oggi, grazie al progresso tecnologico, sono stati realizzati accuratissimi rivelatori di radiazione infrarossa, rendendo possibili misure altamente precise. L'impiego massiccio dell'indagine termografica infrarossa è basato sull'emissione termica da parte della materia. Tutta la materia a temperatura superiore dello zero assoluto emette radiazione elettromagnetica con una certa distribuzione spettrale, dipendente dalla temperatura e dalle caratteristiche costitutive. Le capacità emissive di un corpo sono quantificate da un parametro, l'emissività, che confronta i corpi reali con il corpo nero, modellizzazione matematica di un perfetto emettitore. I corpi a temperatura ambiente emettono principalmente nell'infrarosso. Poiché la radiazione infrarossa non è percepibile dall'occhio umano, i corpi a temperature ordinarie non appaiono luminosi e sono visti brillare unicamente di luce riflessa. Solo fornendo calore al sistema, aumentandone cioè la temperatura, l'emissione di picco si sposta verso le frequenze del visibile ed i corpi appaiono luminosi; si pensi ad esempio alle braci della legna bruciata. La possibilità di rivelare la radiazione infrarossa con opportuni dispositivi permette quindi di vedere la "luce" emessa da corpi relativamente freddi. Per questo motivo la termografia trova applicazione nella visione o videoregistrazione notturna o in condizioni di scarsa visibilità. Poiché la distribuzione spettrale dipende dalla temperatura, oltre al picco di emissione anche la quantità di radiazione emessa dipende dalla temperatura, in particolare è proporzionale alla quarta potenza della temperatura. Rilevando la quantità di radiazione emessa da un corpo se ne può dunque misurare la temperatura superficiale, o globale se il corpo è in equilibrio termico. La termometria, ovvero la misura della temperatura dei corpi, può dunque sfruttare la termografia per operare misure a distanza o non invasive.

Capitolo 1

Fondamenti teorici

1.1 Interazione tra sistema e ambiente

In fisica con il termine **sistema (S)** si indica una parte dell'**universo (U)** mentre ciò che si trova all'esterno del sistema è detto **ambiente (E)**. L'universo rappresenta lo spazio fisico in cui tutti i sistemi sono immersi e coincide con il nostro Universo. Poichè la metrica dell'Universo come varietà spazio-temporale 4-dimensionale è invariante rispetto al gruppo delle traslazioni temporali (omogeneità temporale), per il teorema di Noether l'**energia totale** dell'Universo si conserva. La **legge di conservazione dell'energia** è espressa in forma locale dall'equazione di continuità:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\mathcal{J}} = 0 \quad (1.1)$$

dove $\varrho = \mathcal{U}$ è la densità di energia e $\vec{\mathcal{J}} = \frac{\partial P_W}{\partial \vec{\Sigma}}$ è la densità di corrente, il cui flusso attraverso la superficie orientata $\vec{\Sigma}$ è la potenza $P_W = \int_{\Sigma} \vec{\mathcal{J}} d\vec{\Sigma}$.

Il sistema e la sua interazione con l'ambiente sono descritti dall'energia conservata E . In forma infinitesima:

$$dE = dK + dU_{in} + dU_{out} + dE_{in} \quad (1.2)$$

dove K è l'energia cinetica mentre U_{in} e U_{out} sono rispettivamente l'energia potenziale di interazione tra i componenti del sistema o di questi ultimi con campi interni e l'energia potenziale di interazione del sistema con campi esterni. La somma $K + U_{in} + U_{out}$ rappresenta l'**energia meccanica**; E_{in} è invece l'**energia interna**, dovuta alla struttura particellare dei componenti stessi del sistema. L'espressione della variazione dell'energia interna è la forma matematica del **primo principio della termodinamica**:

$$dE_{in} = \delta Q - \delta W + d(\mu N) + dU_* \quad (1.3)$$

dove δQ e δW rappresentano rispettivamente lo scambio di calore e lavoro con l'ambiente. Si assume per convenzione che il calore entrante nel sistema e il lavoro compiuto dal sistema sull'ambiente abbiano segno positivo mentre il calore uscente dal sistema e il lavoro compiuto dall'ambiente sul sistema abbiano segno negativo; per questo motivo le due quantità compaiono con segno opposto. Lo scambio di materia produce una variazione $d(\mu N)$ dell'energia interna dove μN è il contributo energetico dovuto ad una quantità pari ad N moli di una certa sostanza caratterizzata dal potenziale chimico μ . Infine U_* è un termine dovuto ad eventuali campi presenti a livello costitutivo.

Relativisticamente è necessario aggiungere all'equazione (1.2) il termine energetico di massa in accordo con la relazione $E = mc^2$.

L'energia del sistema non ne identifica univocamente lo **stato**, definito come un punto nello **spazio degli stati**, ovvero lo spazio delle coordinate e dei momenti generalizzati (**variabili**

di stato generalizzate). Per un sistema dinamico di origine meccanica lo spazio degli stati è lo spazio delle fasi mentre per un sistema termodinamico, ad esempio un gas, è identificabile con il piano di Clapeyron. Stati dinamici di uno stesso sistema aventi la stessa energia appartengono alla stessa sottovarietà isoenergetica dello spazio delle fasi.

In base alla variazione dell'energia interna, trascurando il contributo dovuto ai campi eventualmente presenti a livello costitutivo, si distingue tra:

- **sistema aperto:** sistema che può interagire con l'ambiente scambiando sia energia sotto forma di calore o lavoro che materia. Ne sono un esempio gli organismi viventi. Si ha:

$$dE_{in} = \delta Q - \delta W + d(\mu N) \quad (1.4a)$$

- **sistema chiuso:** sistema che non può scambiare materia con l'ambiente ma solo energia sotto forma di calore o lavoro. Si ha:

$$dE_{in} = \delta Q - \delta W \quad (1.4b)$$

- **sistema adiabatico:** sistema chiuso che non può scambiare calore con l'ambiente mentre può scambiare lavoro. Ne è un esempio un sistema pistone-cilindro impermeabile. Si ha:

$$dE_{in} = -\delta W \quad (1.4c)$$

- **sistema diatermico:** sistema chiuso che non può scambiare lavoro con l'ambiente mentre può scambiare calore. Si tratta della situazione contraria al sistema adiabatico. Ne sono un esempio le bombole di gas. Si ha:

$$dE_{in} = \delta Q \quad (1.4d)$$

- **sistema isolato:** sistema che non può interagire in alcun modo con l'ambiente non potendo scambiare né materia né energia. L'Universo è per definizione un sistema isolato. Si ha:

$$dE_{in} = 0 \quad (1.4e)$$

In meccanica un sistema isolato è definito invece dalla condizione:

$$\nabla_{\vec{q}} U_{out} = 0 \quad (1.5)$$

dove \vec{q} sono le coordinate generalizzate e U_{out} è l'energia potenziale esterna totale.

Un sistema è in **equilibrio meccanico** se il gradiente rispetto alle coordinate generalizzate \vec{q} dell'energia potenziale totale $U = U_{in} + U_{out}$ che lo descrive è nullo:

$$\nabla_{\vec{q}} U = 0 \quad (1.6)$$

In un sistema sono possibili diversi tipi di equilibrio, non necessariamente dipendenti tra loro o raggiunti simultaneamente.

Le traiettorie nello spazio degli stati di un sistema lasciato libero di evolvere tendono a raggiungere una certa configurazione detta **attrattore**. L'attrattore può essere raggiunto dopo un tempo finito, detto **tempo di rilassamento**, oppure può rappresentare una situazione limite. Un caso particolare di attrattore è il punto fisso, ovvero il raggiungimento di uno stato di equilibrio. Un certo numero di sistemi possono interagire a distanza, ad esempio tramite radiazione elettromagnetica o attrazione gravitazionale, oppure a contatto, come avviene tra un sistema ed il suo ambiente circostante. L'interazione può inoltre essere dovuta allo scambio di energia o materia oppure alla presenza di una forza.

Nel primo caso si hanno fenomeni di **trasporto**, provocati dall'inomogeneità, ovvero gradiente non nullo, di una variabile intensiva definita in tutto lo spazio (campo scalare). Il trasporto tende a portare il sistema all'equilibrio, ovvero alla condizione di omogeneità e costanza temporale per la variabile. In base alle modalità di interazione e al tipo di mezzo

che separa i sistemi interagenti si raggiungeranno particolari tipi di equilibrio. Se ad esempio due sistemi a contatto presentano diversi valori per due variabili di stato intensive si produrranno due correnti di trasporto, associate alle due disomogeneità. Se però la parete di contatto è permeabile solo ad una di esse, tra i due sistemi si raggiungerà l'equilibrio associato a questo processo ma non al processo rispetto a cui la parete risulta impermeabile. L'equilibrio è la condizione che minimizza certe funzioni delle variabili intensive: i **potenziali**. Ogni potenziale raggiunge il minimo solo in presenza di particolari equilibri. Si distingue infine tra **equilibrio locale**, cioè le variabili di stato sono localmente omogenee e costanti, ed **equilibrio globale**, l'usuale definizione di equilibrio di un sistema. Un sistema fuori dall'equilibrio presenta scambi di materia o energia al suo interno tra diverse zone in equilibrio locale. La tendenza del sistema è quella di giungere, come osservato, in una condizione di equilibrio globale.

L'interazione dovuta ad una forza è provocata da una differenza di potenziale. Sono possibili anche in questo caso fenomeni di trasporto, ad esempio il trasporto di carica, dovuti al gradiente di potenziale. In base alle condizioni iniziali le orbite nello spazio delle fasi tendono a raggiungere la condizione di minima energia potenziale ovvero l'attrattore, di cui l'equilibrio meccanico è un caso particolare.

I fenomeni di trasporto sono descritti dall'equazione di trasporto:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot (-\sigma \nabla f) = \Xi \quad (1.7)$$

dove ϱ è la densità, σ è la **conduttività** del mezzo, Ξ è il termine di sorgente ed f è la variabile intensiva o il potenziale scalare di un campo vettoriale. La conduttività è un tensore complesso 3x3 dipendente dalla posizione¹ ma può essere trattato come uno scalare se il mezzo è omogeneo ed isotropo. L'equazione (1.7) si ottiene combinando l'equazione di continuità per la quantità trasportata in presenza di sorgenti Ξ :

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\mathcal{J}} = \Xi \quad (1.8)$$

con l'espressione della densità di corrente $\vec{\mathcal{J}}$ in presenza di un campo gradiente ∇f :²

$$\vec{\mathcal{J}} = -\sigma \nabla f \quad (1.9)$$

Dal punto di vista del sistema, gli altri sistemi presenti nell'ambiente con cui esso interagisce sono indicati con il termine **reservoirs** (\mathbf{R}_i).

Nel paragrafo successivo verranno presi in esame i concetti di equilibrio termodinamico e di equilibrio termico al fine di definire in modo rigoroso la temperatura.

1.2 Temperatura

Un sistema termodinamico isolato lasciato libero di evolvere raggiunge lo stato di **equilibrio termodinamico** in cui le variabili termodinamiche all'interno del sistema sono costanti nello spazio e nel tempo. Si tratta del macrostato realizzabile con il maggior numero possibile di microstati dinamici, cioè è il macrostato con la più alta probabilità di essere raggiunto. In termini analitici l'equilibrio termodinamico massimizza l'**entropia statistica**, ovvero una funzione proporzionale al logaritmo naturale del numero Υ di microstati che realizzano il macrostato in questione: $S \propto \ln(\Upsilon)$.

Due sistemi isolati messi in comunicazione attraverso un'apertura costituiscono a tutti gli effetti un unico sistema isolato che, se lasciato libero di evolvere, raggiunge l'equilibrio. Poiché l'interazione avviene attraverso un'apertura l'equilibrio è termodinamico, cioè tutte le

¹La resistività, inverso della conduttività, descrive localmente l'impedenza del mezzo. Ad esempio la resistività termica è associata all'impedenza termica di un circuito termico mentre la resistività elettrica è associata all'impedenza elettrica di un circuito elettrico.

²L'equazione (1.9) con la conducibilità elettrica e il potenziale elettrico al posto del campo scalare f è la legge di Ohm, ovvero l'equazione caratteristica di un materiale impiegato come resistore elettrico.

variabili termodinamiche raggiungono una configurazione stabile. Se i due sistemi in questione vengono invece uniti attraverso una parete diatermica, la quale permette esclusivamente lo scambio di calore, i due sistemi rimangono distinti. Potranno raggiungere un equilibrio comune legato allo scambio di calore ma l'equilibrio termodinamico, cioè associato a tutte le variabili di stato, sarà raggiunto singolarmente. Naturalmente, raggiunto singolarmente l'equilibrio termodinamico, sarà raggiunto anche l'equilibrio comune legato allo scambio di calore poichè parte del più generale equilibrio termodinamico. Si dice a questo punto che i sistemi sono in **equilibrio termico** tra loro. In generale:

Definizione 1.1 (Equilibrio termico).

Due o più sistemi termodinamici, singolarmente in equilibrio termodinamico, sono in equilibrio termico tra loro se, messi in comunicazione diatermica, il loro stato non cambia.

Matematicamente l'equilibrio termico è una relazione \mathfrak{R} tra sistemi termodinamici in equilibrio termodinamico S_i^{TD} . S_n^{TD} è in equilibrio termico con se stesso poichè mantiene il suo stato di equilibrio, inoltre è naturale che se S_n^{TD} è in equilibrio termico con S_m^{TD} sia vero anche il viceversa: la relazione in questione è pertanto riflessiva e simmetrica. La transitività è postulata dal seguente principio:

Principio 1.1 (Principio zero della termodinamica).

Se due sistemi S_1^{TD} e S_2^{TD} sono in equilibrio termico con un terzo sistema S_t^{TD} , allora S_1^{TD} e S_2^{TD} sono in equilibrio termico tra loro.

L'equilibrio termico è pertanto una relazione di equivalenza ($\mathfrak{R} = \sim$) tra i sistemi termodinamici in equilibrio termodinamico che vengono suddivisi in classi di equivalenza dette **isoterme**.

Sia T una funzione scalare regolare dall'Universo, identificabile con M^4 (spazio-tempo di Minkowski), all'insieme dei numeri reali:

$$T \in C^\infty$$

$$T : U = M^4 \longrightarrow \mathbb{R} \quad (1.10)$$

che sia invariante di classe. Questa funzione associa pertanto a un set di sistemi termodinamici in equilibrio termodinamico lo stesso valore reale se e solo se questi sistemi appartengono alla stessa classe di equivalenza, ovvero sono in equilibrio termico. La funzione T preserva cioè la relazione di equivalenza \sim : si tratta pertanto di un omomorfismo tra l'insieme delle classi di equivalenza U/\sim e i numeri reali ($T(S_n^{TD}) = T(S_m^{TD}) \iff S_n^{TD} \sim S_m^{TD}$). La funzione T è chiamata **temperatura**. Si da la seguente definizione:

Definizione 1.2 (Temperatura).

Esiste una grandezza scalare chiamata temperatura che è una proprietà di tutti i sistemi termodinamici in equilibrio termodinamico. Due sistemi sono in equilibrio termico se e solo se hanno la stessa temperatura.

Si è definita la temperatura come una funzione avente l'Universo come dominio. L'Universo, come già osservato, è una 4-varietà spazio-temporale pertanto ad ogni istante di tempo viene associato ad ogni punto dello spazio 3-dimensionale un valore di temperatura. Poichè i sistemi sono in genere estesi nello spazio, è possibile che un sistema presenti in punti diversi, diversi valori di temperatura. In tal caso il sistema non è in equilibrio termico con se stesso e, venendo meno la proprietà riflessiva, la temperatura del sistema non è ben definita. Una volta raggiunto l'equilibrio termodinamico il sistema sarà in equilibrio termico con se stesso e risulterà nuovamente possibile definirne la temperatura, che, essendo definita globalmente solo all'equilibrio termodinamico, risulta una variabile di stato termodinamica (termine con cui si indicano i parametri che definiscono uno stato termodinamico). Poichè, come osservato, la temperatura del sistema non è la somma delle temperature dei suoi punti, la grandezza introdotta è di tipo intensivo. La temperatura è una funzione definita sui punti dello spazio-tempo ma, poichè sistemi in equilibrio termodinamico presentano in ogni punto

della loro estensione la stessa temperatura, è giustificato reinterpretare la temperatura come funzione definita sulle classi di equivalenza isoterme, cioè che associa ad ogni sistema di ogni classe un valore di temperatura.

La temperatura è la grandezza intensiva che regola gli scambi di calore, tra sistemi a contatto o tra componenti dello stesso sistema, attraverso cui si raggiunge l'equilibrio termico. Quando tutte le variabili di stato, compresa la temperatura, sono omogenee l'equilibrio è più in generale termodinamico: l'equilibrio termico risulta quindi condizione necessaria ma non sufficiente per avere equilibrio termodinamico.

Le isoterme sono geometricamente rappresentate dal luogo dei punti con la stessa temperatura nello spazio degli stati termodinamico, la cui forma analitica dipende dal particolare sistema oggetto di studio in quanto la relazione che lega le variabili di stato termodinamiche (equazione di stato) è diversa in ogni caso. Per un gas perfetto, ad esempio, le isoterme sono rami di iperbole equilatera nel piano di Clapeyron.

Sfruttando la proprietà di transitività, il principio zero della termodinamica suggerisce un protocollo per verificare se due sistemi sono in equilibrio termico: confrontarli con un terzo sistema. Il sistema S_t^{TD} considerato nella formulazione del principio rappresenta pertanto un dispositivo in grado di confrontare la temperatura di due sistemi diversi, si tratta di un **termoscopio**. Ponendo il termoscopio a contatto diatermico con il primo sistema e, raggiunto l'equilibrio termico con quest'ultimo, mettendolo a contatto con un secondo sistema, se il termoscopio mantiene il suo stato di equilibrio termodinamico allora significa che è in equilibrio termico anche con il secondo sistema: per transitività i due sistemi considerati hanno la stessa temperatura. Per associare ad ogni sistema in equilibrio un preciso valore di temperatura è necessario confrontarlo con dei campioni a cui è stato convenzionalmente assegnato un valore. Si noti che è possibile assegnare un valore ad ogni sistema in equilibrio termodinamico in quanto la temperatura è anche un omomorfismo avente come dominio l'intero insieme delle classi di equivalenza isoterme ovvero l'Universo partizionato in classi. Per costruire materialmente un termoscopio è necessario sfruttare una qualunque **proprietà termometrica** cioè una proprietà di una certa sostanza, detta **sostanza termometrica**, che dipende dalla temperatura. Esempi di proprietà termometriche sono la dilatazione termica dei dispositivi a mercurio, la pressione di un gas confinato, la tensione elettrica o la radiazione elettromagnetica emessa da un corpo come si avrà modo di osservare in dettaglio successivamente. Non è infatti possibile misurare direttamente la temperatura perciò è necessario riferirsi a qualche altra proprietà operando pertanto una misura indiretta. Il termoscopio è utile solamente a determinare se un sistema è a temperatura minore, maggiore o uguale di un altro; operando la taratura dello strumento si costruisce un **termometro**. La taratura consiste nel confrontare i valori misurati per la grandezza termometrica con i valori di temperatura assegnati convenzionalmente ad alcuni campioni e determinare così la **scala termometrica** dello strumento. La dipendenza della grandezza termometrica in esame X dalla temperatura non è in generale lineare ma può assumere qualsiasi forma: $X = X(T)$.

Definizione 1.3 (Protocollo teorico di taratura della scala termometrica di un termometro).

Per tarare la scala termometrica di un termometro si sceglie un valore di temperatura di riferimento T_0 da assegnare ad uno specifico valore X_0 della grandezza termometrica. Nota la legge che esprime la dipendenza della grandezza termometrica dalla temperatura, i valori sulla scala termometrica dello strumento sono dati dall'espressione:

$$T = T_0 \frac{T(X)}{T(X_0)} \quad (1.11)$$

che rappresenta la caratteristica di trasferimento del dispositivo.

Se la dipendenza della grandezza termometrica dalla temperatura viene approssimata ad una dipendenza lineare i valori di temperatura ottenuti per la scala termometrica dello strumento sono detti valori di **temperatura empirica**.

All'atto pratico i termometri ad uso scientifico e industriale vengono tarati sulla base di

una Scala Internazionale delle Temperature (ITS) ovvero un elenco di punti termometrici fissi e procedure standard per determinare una scala termometrica che sia la migliore approssimazione della scala universalmente accettata.

Definizione 1.4 (Protocollo per la misura a contatto della temperatura con un termometro).

Per misurare la temperatura di un sistema, lo si pone in contatto diatermico con un termometro e si rileva il valore della grandezza termometrica adottata sulla scala termometrica dello strumento che fornisce anche l'equivalente valore di temperatura.

La scala universale delle temperature è la **scala Kelvin** o scala delle temperature assolute. L'unità di misura della **temperatura assoluta** è il **kelvin** (simbolo K), unità fondamentale del Sistema Internazionale, definito nel modo seguente:

Definizione 1.5 (kelvin).

Il kelvin, unità di misura della temperatura assoluta, è definito come $\frac{1}{273.16}$ della temperatura del punto triplo dell'acqua.

La temperatura 0 K è detta **zero assoluto**.

Altre unità di misura, non appartenenti al Sistema Internazionale ma molto utilizzate, sono il **grado Celsius** (simbolo °C) e il **grado Fahrenheit** (simbolo °F): entrambe sono basate su due punti fissi, il punto di congelamento dell'acqua ad 1 atm (0 °C= 32 °F) ed il punto di ebollizione dell'acqua ad 1 atm (100 °C= 212 °F). Le relazioni:

$$T[^\circ\text{C}] = T - 273.15 \quad (1.12a)$$

$$T[^\circ\text{F}] = \frac{9}{5}T[^\circ\text{C}] + 32 \quad (1.12b)$$

forniscono la conversione tra le diverse scale di temperatura definite, confrontate in Tabella 1.1.

Scala Kelvin	Scala Celsius	Scala Fahrenheit	Sistema campione
373.125 K	100 °C	212 °F	Punto di ebollizione dell'acqua a 1 atm
273.16 K	0.01 °C	32.018 °F	Punto triplo dell'acqua
273.15 K	0 °C	32 °F	Punto di congelamento dell'acqua a 1 atm
0 K	-273.15 °C	-459.67 °F	Zero assoluto

Tabella 1.1: Confronto tra le scale di temperatura

1.3 Termogrammi

La temperatura, funzione scalare regolare che associa un numero reale ad ogni punto dello spazio-tempo, è un **campo scalare**. Si parla infatti di **campo di temperatura**. La rappresentazione del campo di temperatura spaziale può essere realizzata mediante curve di livello o mediante scala di colore. Nel primo caso si rappresentano nello spazio le curve di livello della funzione $T = T(x, y, z)$ chiamate curve di livello **isoterme**. Nel secondo caso si associa un valore di temperatura ad ogni punto dello spazio, $T = T(x, y, z)$, e un colore o una tonalità di grigio ad ogni valore di temperatura, ovvero si realizza una legenda $\text{color} = \text{color}(T)$. Componendo le due funzioni, la temperatura con la legenda, si ottiene la funzione $\text{color} = \text{color}(T(x, y, z)) = \text{color}(x, y, z)$ che associa un colore o una tonalità di grigio ad ogni punto dello spazio. Il diagramma così ottenuto è chiamato **termogramma**. In

entrambi i casi la rappresentazione temporale si ottiene realizzando una storyboard, anche animata, con la sequenza di tutti i grafici realizzati.

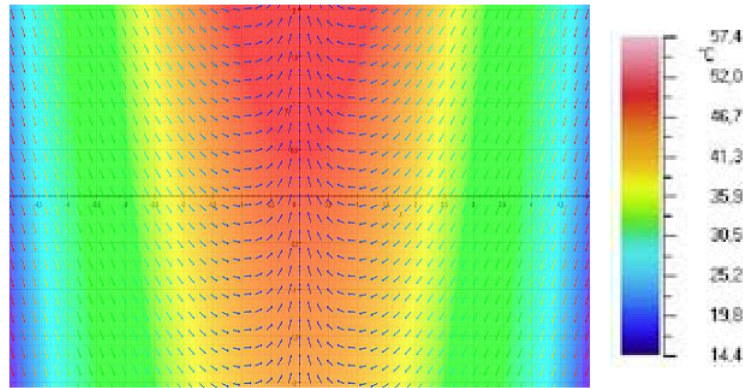


Figura 1.1: Termogramma

In Figura 1.1 è rappresentato un termogramma con relativa legenda. Le frecce che compaiono nell'immagine rappresentano il **gradiente di temperatura** ∇T , ovvero il campo vettoriale gradiente associato al campo scalare di temperatura T del quale mostra la crescita.

1.4 Equazione di Fourier

La temperatura è la grandezza intensiva che controlla gli scambi di calore finchè non si raggiunge la condizione di equilibrio termico. Il gradiente di temperatura, anche chiamato gradiente termico, è il responsabile della diffusione termica per contatto ovvero **conduzione termica**. La densità di corrente corrispondente al calore scambiato è data dall'**equazione di Fourier in forma differenziale**:

$$\vec{J} = -\sigma \nabla T \quad (1.13)$$

dove σ è la **conduttività termica** e \vec{J} è la densità di corrente, il cui flusso è la potenza del calore diffuso.

1.5 Elementi di radiometria

Il campo elettromagnetico si propaga nello spazio-tempo sotto forma di onde elettromagnetiche, soluzioni delle equazioni di Maxwell. Per la linearità delle equazioni vale il principio di sovrapposizione ed il campo d'onda vettoriale $\vec{\Psi}$, in genere il campo elettrico, è dato dalla somma di onde monocromatiche. Il campo d'onda di un'onda monocromatica piana³ che si propaga nel vuoto è descritto da:

$$\vec{\Psi} = \begin{pmatrix} \Psi_x \\ \Psi_y \\ \Psi_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\Psi_x| \exp(i\delta_x) \\ |\Psi_y| \exp(i\delta_y) \\ |\Psi_z| \exp(i\delta_z) \end{pmatrix} \exp(i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} \pm \omega t)) \quad (1.14)$$

dove $\vec{\kappa}$ è il vettore d'onda, ω è la pulsazione ed i fasori $|\Psi_x| \exp(i\delta_x)$, $|\Psi_y| \exp(i\delta_y)$ e $|\Psi_z| \exp(i\delta_z)$ sono le ampiezze complesse.

L'energia associata alla propagazione dell'onda è descritta dal vettore di Poynting $\vec{S} = \text{Re}(\vec{E}) \wedge \text{Re}(\vec{H})$ in cui \vec{E} è il campo elettrico e \vec{H} è il campo magnetico nella materia. La media su un periodo di oscillazione del modulo del vettore di Poynting è per definizione

³Nell'approssimazione di sorgente sufficientemente lontana tutte le onde possono essere considerate piane.

l'**intensità** I della radiazione. Nel vuoto le relazioni costitutive elettromagnetiche assumono la forma:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} \\ \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} = \frac{1}{\mu_0(1+\chi_m)} \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \end{cases} \quad (1.15)$$

dove \vec{D} è il campo di induzione elettrica, \vec{B} è il campo di induzione magnetica, \vec{P} è la polarizzazione elettrica, \vec{M} è la magnetizzazione, i tensori complessi 3×3 χ_e e χ_m sono le suscettività elettrica e magnetica, infine ε_0 e μ_0 sono la costante dielettrica del vuoto ($\varepsilon_0 = 8.854187817 \dots \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$)⁴ e la permeabilità magnetica del vuoto ($\mu_0 = 1.25663706144 \dots \cdot 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$)⁵. Il vettore di Poynting diventa pertanto $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \text{Re}(\vec{E}) \wedge \text{Re}(\vec{B}) = \frac{1}{\mu_0} \text{Re}(\vec{E}) \cdot \text{Re}(\vec{B}) \vec{e}_\kappa = \varepsilon_0 c^2 \text{Re}(\vec{E}) \cdot \text{Re}(\vec{B}) \vec{e}_\kappa = \varepsilon_0 c \text{Re}(\vec{E})^2 \vec{e}_\kappa = \frac{c}{\mu_0} \text{Re}(\vec{B})^2 \vec{e}_\kappa = \text{const} \cdot \text{Re}(\vec{\Psi})^2 \vec{e}_\kappa$ con \vec{e}_κ versore della direzione di propagazione dell'onda; si può così calcolare l'intensità di un'onda monocromatica che si propaga nel vuoto:

$$I(\vec{\Psi}) = \left\langle \|\vec{S}\| \right\rangle_{t=0}^{t=\frac{2\pi}{\omega}} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \text{const} \cdot \text{Re}(\vec{\Psi})^2 dt = \frac{\text{const}}{2} \cdot \|\vec{\Psi}\|^2 \quad (1.16)$$

che risulta essere costante per onde piane⁶.

La potenza trasportata dall'onda, detta **flusso radiativo**, è data dal flusso del vettore di Poynting:

$$\Phi = \int_{\Sigma} \vec{S} d\vec{\Sigma} \quad (1.17a)$$

e la sua derivata rispetto alla pulsazione è la **potenza spettrale**:

$$\Phi_\omega = \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \quad (1.17b)$$

La potenza per unità di superficie è definita **irradianza** se è incidente sulla superficie o **emittanza** se è emessa dalla superficie; in generale:

$$M = \frac{\partial \Phi}{\partial \Sigma} = \|\vec{S}\| \cos \theta \quad (1.18a)$$

dove θ è l'angolo tra il vettore di Poynting, per definizione parallelo al vettore d'onda, e la normale alla superficie orientata $\vec{\Sigma}$. **Irradianza spettrale** ed **emittanza spettrale** indicano la potenza spettrale per unità di superficie:

$$M_\omega = \frac{\partial \Phi_\omega}{\partial \Sigma} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega \partial \Sigma} \quad (1.18b)$$

Irradianza ed emittanza spettrale integrate su tutto lo spettro sono dette **irradianza bolometrica** ed **emittanza bolometrica** mentre se sono integrate su una porzione dello spettro si parla di **irradianza di banda** ed **emittanza di banda**. Le grandezze radiometriche introdotte sono riassunte in Tab. 1.2:

Grandezza radiometrica	Simbolo	Dimensioni fisiche	Unità S.I.
Intensità di radiazione	I	$[\text{M} \cdot \text{T}^{-3}]$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
Flusso radiativo	Φ	$[\text{M} \cdot \text{L}^2 \cdot \text{T}^{-3}]$	W
Potenza spettrale	Φ_ω	$[\text{M} \cdot \text{L}^2 \cdot \text{T}^{-2}]$	$\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}$
Irradianza/Emittanza	M	$[\text{M} \cdot \text{T}^{-3}]$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
Irradianza spettrale/Emittanza spettrale	M_ω	$[\text{M} \cdot \text{T}^{-2}]$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$

Tabella 1.2: Grandezze radiometriche

⁴fonte: CODATA 2010

⁵fonte: CODATA 2010

⁶In generale l'intensità è funzione della distanza dalla sorgente (ad es. per onde sferiche decresce con il quadrato della distanza) e in certi casi può dipendere anche dall'angolo di emissione; quest'ultimo andamento è indicato come pattern di radiazione, usualmente visualizzato in un diagramma polare.

Nel vuoto le onde elettromagnetiche non hanno modi di vibrazione longitudinali, sono cioè onde trasversali (TEM, *transverse electromagnetic*). Gli stati di **polarizzazione** indipendenti sono solamente due⁷, rappresentati dal vettore di Jones $\begin{pmatrix} |\Psi_x| \exp(i\delta_x) \\ |\Psi_y| \exp(i\delta_y) \end{pmatrix}$. Tramite una trasformazione isometrica dello spazio (es. rotazione) è possibile, per un'onda piana, allineare la direzione di propagazione (vettore d'onda) con un asse cartesiano (solitamente l'asse z) annullando la terza componente del vettore campo d'onda. Fissando il valore di z , le componenti della parte reale del vettore campo d'onda sono date dalle relazioni:

$$\begin{cases} \Psi_x = |\Psi_x| \cos(\omega t + \delta_x) \\ \Psi_y = |\Psi_y| \cos(\omega t + \delta_y) \end{cases} \quad (1.19)$$

che costituiscono la parametrizzazione dell'ellisse di polarizzazione. Posto $\delta = \delta_y - \delta_x$ ed m intero ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), gli stati di polarizzazione si distinguono in (Tab. 1.3)⁸:

Stato di polarizzazione	δ	Vettore di Jones
Polarizzazione lineare orizzontale (H)	δ qualsiasi	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Polarizzazione lineare verticale (V)	δ qualsiasi	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
Polarizzazione lineare a $+45^\circ$ (L+45)	$\delta = 2m\pi$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
Polarizzazione lineare a -45° (L-45)	$\delta = (2m + 1)\pi$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$
Polarizzazione circolare destrorsa (RHCP)	$\delta = \frac{\pi}{2} + 2m\pi$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$
Polarizzazione circolare sinistrorsa (LHCP)	$\delta = \frac{3}{2}\pi + 2m\pi$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$
Polarizzazione ellittica destrorsa	$\delta \in [2m\pi, (2m + 1)\pi[$	
Polarizzazione ellittica sinistrorsa	$\delta \in [(2m + 1)\pi, 2\pi + 2m\pi[$	

Tabella 1.3: Stati di polarizzazione in base cartesiana

In coordinate cartesiane, un generico stato di polarizzazione è sovrapposizione coerente di due stati di polarizzazione lineari ortogonali. Un'onda non polarizzata è invece sovrapposizione incoerente di due stati di polarizzazione lineari ortogonali, ovvero con differenza di fase δ che varia nel tempo. Effettuando il cambiamento di base da cartesiana $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ a sferica $\{\vec{e}_{-1}, \vec{e}_0, \vec{e}_{+1}\}$

$$\begin{cases} \vec{e}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) \\ \vec{e}_0 = \vec{e}_z \end{cases} \quad (1.20)$$

gli stati di polarizzazione di base risultano le polarizzazioni circolare sinistrorsa e destrorsa (Tab. 1.4):

⁷Quantisticamente la simmetria di gauge e la simmetria di gauge residua del campo vettoriale massless impongono due soli stati di polarizzazione indipendenti. Quando i fotoni si propagano in un mezzo materiale acquistano una massa efficace, dovuta all'interazione fotone-atomo, che è responsabile della riduzione della velocità di propagazione. Il campo vettoriale che descrive tali fotoni è pertanto massivo e gli stati indipendenti di polarizzazione sono tre (due modi normali trasversali ed un modo normale longitudinale).

⁸I vettori di Jones in Tab. 1.3 sono espressi in coordinate cartesiane e normalizzati.

Stato di polarizzazione	Vettore di Jones	Notazione bra-ket
Polarizzazione circolare sinistrorsa (LHCP)	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$ +1\rangle$
Polarizzazione circolare destrorsa (RHCP)	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$ -1\rangle$
Polarizzazione lineare orizzontale (H)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (-1\rangle - +1\rangle)$
Polarizzazione lineare verticale (V)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (i -1\rangle + i +1\rangle)$
Polarizzazione lineare a $+45^\circ$ (L+45)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i-1 \\ i+1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} ((i+1) -1\rangle + (i-1) +1\rangle)$
Polarizzazione lineare a -45° (L-45)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1-i \\ 1-i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} ((1-i) -1\rangle - (1+i) +1\rangle)$

Tabella 1.4: Stati di polarizzazione in base sferica

Gli stati di polarizzazione circolare risultano autostati dell'operatore

$$\hat{J}_0 = |+1\rangle \langle +1| - |-1\rangle \langle -1| \quad (1.21)$$

con autovalori $h = \pm 1$, dove h è l'elicità. La matrice iJ_0 è il generatore della realizzazione vettoriale complessa del gruppo $SO(2)$ ed i vettori di Jones sono interpretabili come elementi della rappresentazione vettoriale complessa del gruppo $SO(2)$. Le matrici di Jones, modellizzazione matematica dei filtri agenti sullo stato di polarizzazione, sono pertanto matrici appartenenti alla realizzazione vettoriale complessa di $SO(2)$. Questo permette anche di associarle a matrici di trasferimento di un sistema dinamico lineare a due stati (stati ortogonali di polarizzazione) in cui i vettori di Jones rappresentano i segnali in input e in output.

La polarizzazione circolare sinistrorsa è detta σ^+ -polarizzazione mentre la polarizzazione circolare destrorsa è detta σ^- -polarizzazione. La polarizzazione lineare di un'onda incidente su una superficie è detta σ -polarizzazione se il campo elettrico è normale al piano di incidenza oppure π -polarizzazione se il campo elettrico è allineato con il piano di incidenza.

Si consideri un'onda elettromagnetica incidente sulla superficie di separazione tra due materiali (interfaccia); l'interazione radiazione-materia è descritta da due parametri:

- **riflessività** (ρ): parametro adimensionale dato dal rapporto tra l'irradianza riflessa dalla superficie M_ρ e l'irradianza incidente M_{in} :

$$\rho = \frac{M_\rho}{M_{\text{in}}} \quad (1.22a)$$

- **trasmissività** (τ): parametro adimensionale dato dal rapporto tra l'irradianza trasmessa attraverso la superficie M_τ e l'irradianza incidente M_{in} :

$$\tau = \frac{M_\tau}{M_{\text{in}}} \quad (1.22b)$$

Analogamente si definiscono la **riflessività spettrale**

$$\rho_\omega = \frac{M_{\omega\rho}}{M_{\omega\text{in}}} \quad (1.23a)$$

e la **trasmissività spettrale**

$$\tau_\omega = \frac{M_{\omega\tau}}{M_{\omega\text{in}}} \quad (1.23b)$$

Per la conservazione dell'energia:

$$\rho_\omega + \tau_\omega = 1 \quad (1.24a)$$

e

$$\rho + \tau = 1 \quad (1.24b)$$

Si definisce **indice di rifrazione** il tensore complesso 3x3 dipendente dalla posizione

$$\bar{\eta} = \sqrt{(1 + \chi_e)(1 + \chi_m)} \quad (1.25)$$

che, per un mezzo omogeneo e isotropo, si riduce ad uno scalare complesso indipendente dalla posizione. La parte reale η dell'indice di rifrazione è detta semplicemente indice di rifrazione e la parte immaginaria \varkappa è detta **coefficiente di estinzione**. Sia la parte reale che la parte immaginaria dell'indice di rifrazione dipendono dalla pulsazione. Riflessività e trasmissività sono legate alla parte reale dell'indice di rifrazione dalle **equazioni di Fresnel**. Per un'onda σ -polarizzata incidente su una superficie piana omogenea la riflessività spettrale è data da:

$$\rho_{\omega\sigma} = \left| \frac{\eta_1 \cos \theta_{\text{in}} - \eta_2 \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \sin \theta_{\text{in}}\right)^2}}{\eta_1 \cos \theta_{\text{in}} + \eta_2 \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \sin \theta_{\text{in}}\right)^2}} \right|^2 \quad (1.26a)$$

mentre per un'onda π -polarizzata:

$$\rho_{\omega\pi} = \left| \frac{\eta_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \sin \theta_{\text{in}}\right)^2} - \eta_2 \cos \theta_{\text{in}}}{\eta_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \sin \theta_{\text{in}}\right)^2} + \eta_2 \cos \theta_{\text{in}}} \right|^2 \quad (1.26b)$$

dove θ_{in} è l'angolo di incidenza mentre η_1 e η_2 sono gli indici di rifrazione dei due materiali separati dalla superficie. La trasmissività spettrale è in entrambi i casi data dall'equazione (1.24a). Nel caso di incidenza normale le equazioni di Fresnel si semplificano, pertanto:

$$\rho_\omega = \rho_{\omega\sigma} = \rho_{\omega\pi} = \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right)^2 \quad (1.27a)$$

$$\tau_\omega = \tau_{\omega\sigma} = \tau_{\omega\pi} = 1 - \rho_\omega = \frac{4\eta_1\eta_2}{(\eta_1 + \eta_2)^2} \quad (1.27b)$$

La radiazione trasmessa continua a propagarsi all'interno del materiale con velocità dipendente dall'indice di rifrazione tramite la relazione di dispersione delle onde elettromagnetiche. Il coefficiente di estinzione descrive invece l'assorbimento all'interno del materiale; si definisce pertanto il **coefficiente di assorbimento** (A), che in un mezzo omogeneo e isotropo assume la forma:

$$A = \frac{4\pi\varkappa}{\lambda_0} \quad (1.28)$$

dove λ_0 è la lunghezza d'onda della radiazione nel vuoto. A ha pertanto le dimensioni dell'inverso di una lunghezza. L'irradianza spettrale della radiazione trasmessa subisce un decadimento esponenziale in funzione della distanza r con termine di cutoff dato proprio dal coefficiente di assorbimento:

$$M_{\omega\tau}(r) = M_{\omega\tau}(0)e^{-Ar} \quad (1.29)$$

L'inverso del coefficiente di assorbimento è una lunghezza detta **lunghezza di attenuazione** che corrisponde alla distanza dopo la quale il fascio trasmesso risulta attenuato di un fattore $\frac{1}{e}$. Nel vuoto $\eta = 1$ e $\varkappa = 0$. Si definisce l'**assorbitività spettrale** (α_ω), parametro adimensionale funzione della distanza, nel modo seguente:

$$\alpha_\omega(r) = \frac{M_{\omega\alpha}(r)}{M_{\omega\tau}(0)} = \frac{M_{\omega\tau}(0) - M_{\omega\tau}(r)}{M_{\omega\tau}(0)} = 1 - e^{-Ar} \quad (1.30)$$

dove $M_{\omega\alpha}(r)$ è l'irradianza spettrale della radiazione assorbita alla distanza r . Sostituendo nell'equazione precedente l'irradianza spettrale con l'irradianza bolometrica si ottiene l'**assorbitività bolometrica** α . Riflessività, trasmittività e assorbitività (bolometriche, di banda o spettrali) sono per definizione parametri compresi tra 0 e 1, dipendenti in generale dalla struttura e dal materiale di cui i corpi in cui avviene la propagazione sono fatti, dalla frequenza della radiazione e dalla temperatura [2]. Si parla di parametri **normali** quando la radiazione incide normalmente sul materiale⁹. L'assorbitività è la frazione di irradianza trasmessa che viene assorbita alla distanza r . La frazione di irradianza incidente che viene assorbita alla distanza r è data dal prodotto di trasmittività e assorbitività bolometriche $\tau\alpha(r)$ o spettrali $\tau_{\omega}\alpha_{\omega}(r) \equiv (\tau\alpha)_{\omega}(r)$. La frazione di irradianza incidente assorbita caratteristica di un corpo è misurata valutando la quantità di radiazione che riesce ad attraversare il corpo uscendo dalla parte opposta, ovvero dopo aver percorso la distanza r_{\max} da parte a parte.

1.6 Radiazione termica

Oltre alla conduzione termica e ai moti convettivi, presenti nei fluidi a bassa viscosità e dovuti allo spostamento di massa, il calore può essere scambiato per irraggiamento. La materia a temperatura superiore allo zero assoluto emette infatti radiazione elettromagnetica. L'energia cinetica media degli atomi e delle molecole che compongono la materia ordinaria è proporzionale alla temperatura; l'agitazione termica si intensifica all'aumentare della temperatura, rendendo molto più frequenti ed energetici gli urti. Gli stati atomici e molecolari vengono in questo modo eccitati; in seguito, diseccitandosi, emettono fotoni con energia pari al salto energetico tra stato eccitato e stato fondamentale. L'intensità della radiazione emessa, direttamente proporzionale al numero di fotoni emessi, dipende dal rate di decadimento degli stati eccitati che è inversamente proporzionale alla loro vita media.

I gas riscaldati producono uno spettro di emissione discreto, caratteristico della specie atomica o molecolare che li costituisce. Le linee spettrali corrispondono alle transizioni tra i livelli energetici con rate di decadimento sufficientemente maggiore di zero. I solidi portati all'incandescenza producono uno spettro continuo poichè i livelli energetici della materia condensata sono organizzati in bande.

L'emissione elettromagnetica della materia in virtù dell'energia interna è detta **radiazione termica** e dipende dalla temperatura e dalle caratteristiche fisiche del corpo. L'emissione di radiazione termica comporta una perdita di energia da parte del corpo, compensata dal trasferimento di calore da parte dell'ambiente o dalla radiazione termica emessa da altri corpi. Lo scambio energetico porta i corpi all'equilibrio termico quando la potenza ceduta eguaglia la potenza acquistata. La radiazione termica emessa da corpi all'equilibrio termico è approssimativamente isotropa [1]. La **termometria**, ovvero la misurazione della temperatura, non è pertanto limitata alle misure ottenute per contatto ma può sfruttare la radiazione termica dei corpi.

Corpi per i quali $A \gg 0$ sono detti **opachi** mentre se $A = 0$ sono detti **trasparenti**. Poichè il coefficiente di estinzione dipende dalla pulsazione, i corpi presentano in generale opacità o trasparenza in base alla frequenza della radiazione incidente. La radiazione assorbita trasferisce energia al corpo assorbitore che viene immagazzinata sotto forma di energia cinetica atomica e molecolare, manifestandosi nell'aumento della temperatura. La radiazione riflessa, o diffusa se la superficie è scabra, è responsabile del colore dei corpi per i quali la radiazione termica non è visibile. Un corpo con $\rho_{\omega} = 0 \forall \omega$ e $\alpha_{\omega}(r) = 1 \forall \omega, r$ (cioè $A = \infty \forall \omega$) è detto **corpo nero (BB)**. Un corpo nero è pertanto un assorbitore ideale poichè $(\tau\alpha)_{\omega}(r) = 1 \forall \omega, r$, cioè tutta la radiazione incidente viene trasmessa e poi interamente assorbita. Un corpo con $\rho_{\omega} = 1 \forall \omega$ è detto **corpo bianco (WB)**. Un corpo bianco è un corpo ideale che riflette tutta la radiazione incidente e non assorbe nulla poichè necessariamente $\tau_{\omega} = 0 \forall \omega$ pertanto $(\tau\alpha)_{\omega}(r) = 0 \forall \omega, r$. Tutti i corpi reali hanno proprietà intermedie cioè $0 \leq (\tau\alpha)_{\omega}(r) \leq 1$ e

⁹L'incidenza o l'osservazione (di radiazione emessa) è sempre supposta normale, se non diversamente specificato. Riflessività, trasmittività e assorbitività sono pertanto sempre normali.

sono detti **corpi grigi (GB)**.

Si definisce **emissività spettrale** (ε_ω) il rapporto tra l'emittanza spettrale di un corpo grigio $M_{\omega\text{GB}}$ e l'emittanza spettrale di un corpo nero $M_{\omega\text{BB}}$, nelle stesse condizioni di temperatura e frequenza:

$$\varepsilon_\omega = \frac{M_{\omega\text{GB}}}{M_{\omega\text{BB}}} \quad (1.31)$$

L'emissività bolometrica o di banda e l'emissività normale, a cui ci si riferisce ordinariamente, sono definite in modo analogo agli altri parametri. La radiazione termica emessa da un corpo nero è chiamata **radiazione di corpo nero**. L'irraggiamento porta i corpi all'equilibrio termico dopo un tempo finito e si è supposto che l'emissione di corpi all'equilibrio termico sia isotropa. Limitando la trattazione a questa situazione (tutti i corpi saranno supposti in equilibrio termico tra loro), la dipendenza angolare dell'emittanza e dell'emissività può pertanto essere trascurata mentre resta la dipendenza dalla temperatura e dalla frequenza. L'emissività è un parametro adimensionale non negativo che per un corpo nero vale per definizione 1 a tutte le temperature e frequenze. Vale il seguente:

Teorema 1.1 (Teorema di Kirchhoff).

Siano $M_{\omega\text{BB}}$, $M_{\omega\text{GB}}$ e $(\tau\alpha)_\omega(r_{\text{max}})_{\text{GB}}$ l'emittanza di un corpo nero e l'emittanza e la frazione di irradianza assorbita caratteristica di un corpo grigio in equilibrio termico tra loro e isolati dal resto dell'Universo. Allora:

$$M_{\omega\text{GB}} = ((\tau\alpha)_\omega(r_{\text{max}})_{\text{GB}})(M_{\omega\text{BB}}) \quad (1.32)$$

Dimostrazione. Poichè i corpi sono all'equilibrio termico, la potenza emessa dal corpo nero che viene assorbita dal corpo grigio eguaglia la potenza emessa dal corpo grigio stesso pertanto

$$M_{\omega\alpha\text{GB}} = ((\tau\alpha)_\omega(r_{\text{max}})_{\text{GB}})(M_{\omega\text{BB}}) = M_{\omega\text{GB}}$$

da cui segue direttamente la (1.32). \square

Corollario 1.2.

La potenza della radiazione termica emessa è la stessa per tutti i corpi neri e risulta pertanto una funzione universale della loro temperatura e della frequenza.

Dimostrazione. Si considerino due corpi neri BB_1 e BB_2 . Per un corpo nero vale $(\tau\alpha)_\omega(r) = 1 \forall \omega, r$. La (1.32) è applicabile a BB_1 e BB_2 in quanto un corpo nero è anche un corpo grigio mentre non è in generale vero il viceversa. Si ha pertanto che:

$$M_{\omega\alpha\text{BB}_1} = M_{\omega\text{BB}_1} = ((\tau\alpha)_\omega(r)_{\text{BB}_1})(M_{\omega\text{BB}_2}) = M_{\omega\text{BB}_2}$$

Per l'arbitrarietà nella scelta di BB_1 e BB_2 , la potenza emessa, ad una certa temperatura e frequenza, è la stessa per tutti i corpi neri. \square

Corollario 1.3.

Un corpo nero è un emettitore ideale cioè presenta l'emissività più alta possibile.

Dimostrazione. Per un corpo grigio qualunque, compresi corpi bianchi e neri, vale $0 \leq (\tau\alpha)_\omega(r)_{\text{GB}} \leq 1$ pertanto:

$$M_{\omega\text{GB}} = ((\tau\alpha)_\omega(r_{\text{max}})_{\text{GB}})(M_{\omega\text{BB}}) \leq M_{\omega\text{BB}}$$

La potenza emessa da un corpo nero è maggiore di quella emessa dai corpi non neri pertanto è la più alta possibile. Di conseguenza l'emissività del corpo nero è la più alta possibile. \square

Il Corollario 1.3 afferma sostanzialmente che l'emissività è un parametro compreso tra 0 e 1, pari ad 1 per i corpi neri ed inferiore per tutti gli altri corpi. La (1.32) sancisce, per un corpo qualsiasi, l'equivalenza tra emissività spettrale e frazione di radiazione incidente assorbita caratteristica, cioè:

$$\varepsilon_\omega = (\tau\alpha)_\omega(r_{\text{max}}) \quad (1.33)$$

Un corpo bianco è pertanto caratterizzato da emissività pari a 0. Questi risultati sono riassunti in Tabella 1.5.

Corpo	ε_ω	ρ_ω	τ_ω	A
WB	0	1	0	indeterminato
GB	$0 \div 1$	$0 \div 1$	$0 \div 1$	$0 \div \infty$
BB	1	0	1	∞

Tabella 1.5: Confronto tra corpo bianco, corpo grigio e corpo nero

Nell'ambito dello studio della radiazione termica, l'emittanza spettrale è chiamata **potere emissivo** ed il suo grafico in funzione della pulsazione (o della frequenza o della lunghezza d'onda) è la **distribuzione spettrale di potenza (SPD)**.

1.7 Radiazione di corpo nero

Il corpo nero è un sistema ideale che non può esistere in natura anche se una scatola forata (cavità), rivestita internamente di materiale altamente assorbente, approssima abbastanza bene le sue caratteristiche. Si consideri un corpo nero o una cavità all'equilibrio termodinamico. La radiazione di corpo nero è costituita da onde elettromagnetiche date dalla sovrapposizione di onde monocromatiche non interagenti, per la linearità delle equazioni di Maxwell. Irraggiando internamente la cavità mantenuta a temperatura costante, per la quantizzazione del campo elettromagnetico, la radiazione è interpretabile come un gas di bosoni senza massa (**fotoni**) che termalizza [1] [4], ovvero raggiunge l'equilibrio termico con la cavità. La termalizzazione è dovuta alle interazioni fotone-materia; poichè la cavità è mantenuta a temperatura costante la radiazione raggiunge la stessa temperatura modificando la propria distribuzione spettrale o equivalentemente viene assorbita e re-irradiata poichè l'energia interna della cavità non può aumentare. In questo modo, irraggiando un corpo nero, si origina la radiazione di corpo nero. I fotoni corrispondono ai quanti energetici degli oscillatori armonici (modi normali) in cui viene scomposto il campo elettromagnetico; la radiazione di corpo nero è pertanto interpretata equivalentemente come un gas di oscillatori armonici, identificando impropriamente i quanti (bosoni) con gli oscillatori.

Classicamente, il confinamento all'interno di una cavità cubica di volume V di onde elettromagnetiche equivale ad imporre delle condizioni al contorno per il campo d'onda $\vec{\Psi}(x, y, z, t; \omega)$ che le rappresenta:

$$\begin{cases} \vec{\Psi}(0, y, z, t; \omega) = \vec{\Psi}(V^{\frac{1}{3}}, y, z, t; \omega) = 0 \\ \vec{\Psi}(x, 0, z, t; \omega) = \vec{\Psi}(x, V^{\frac{1}{3}}, z, t; \omega) = 0 \\ \vec{\Psi}(x, y, 0, t; \omega) = \vec{\Psi}(x, y, V^{\frac{1}{3}}, t; \omega) = 0 \end{cases} \quad (1.34)$$

corrispondenti alle condizioni di risonanza:

$$\omega^2 = \frac{\pi^2 c^2 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)}{4V^{\frac{2}{3}}} = \frac{\pi^2 c^2 n^2}{4V^{\frac{2}{3}}} \quad (1.35)$$

dove n_x, n_y, n_z sono numeri interi non negativi e c è la velocità della luce nel vuoto ($c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)¹⁰. Il numero N di oscillatori con pulsazione in $[\omega, \omega + \Delta\omega]$ è dato, per la non negatività degli n_i , dal volume compreso tra i raggi $\frac{\omega V^{\frac{1}{3}}}{\pi c}$ e $\frac{(\omega + \Delta\omega)V^{\frac{1}{3}}}{\pi c}$ di un ottante sferico:

$$\begin{aligned} N &= 2 \frac{1}{8} \iiint_{\frac{\omega V^{\frac{1}{3}}}{\pi c} < n < \frac{(\omega + \Delta\omega)V^{\frac{1}{3}}}{\pi c}} dn_x dn_y dn_z = 2 \frac{1}{8} \frac{4}{3} \pi \frac{V}{\pi^3 c^3} ((\omega + \Delta\omega)^3 - \omega^3) \\ &\cong 2 \frac{1}{8} \frac{4}{3} \pi \frac{V}{\pi^3 c^3} (3\omega^2 \Delta\omega) = \frac{V \omega^2 \Delta\omega}{\pi^2 c^3} \end{aligned} \quad (1.36)$$

¹⁰fonte: CODATA

dove il fattore 2 tiene conto dei due stati di polarizzazione indipendenti delle onde elettromagnetiche. Il contributo degli oscillatori con pulsazione in $[\omega, \omega + \Delta\omega]$ all'energia libera di Helmholtz A è:

$$A = -Nk_B T \ln Z = -\frac{V\omega^2 \Delta\omega}{\pi^2 c^3} k_B T \ln Z \quad (1.37)$$

dove k_B è la costante di Boltzmann ($k_B = 1,3806488(13) \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$)¹¹, T è la temperatura e Z è la funzione di partizione di singolo bosone. L'energia interna della radiazione di corpo nero risulta pertanto:

$$E_{int} = -T^2 \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_V = \frac{V\omega^2 \Delta\omega}{\pi^2 c^3} k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_V \quad (1.38)$$

Il potere emissivo nell'intervallo $[\omega, \omega + \Delta\omega]$, irradiato dalla superficie $\Delta\Sigma$ del corpo nero nel tempo Δt nell'angolo solido $\Delta\Omega$ attorno alla direzione del versore \vec{e}_ε , è uguale alla **densità di energia spettrale** \mathcal{U}_ω nello stesso intervallo, contenuta nel volume ΔV del cilindro di base $\Delta\Sigma$ e altezza $c\Delta t$ coincidente con la direzione del versore \vec{e}_ε e moltiplicata per la frazione di angolo solido $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ (Fig. 1.2) [1]:

$$\Delta M_{\omega\text{BB}} \Delta\omega \Delta\Sigma \Delta t = \mathcal{U}_\omega \Delta\omega \Delta V \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (1.39)$$

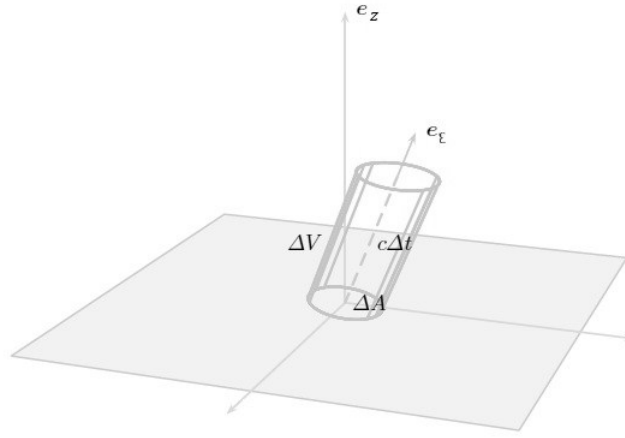


Figura 1.2: Superficie emittente del corpo nero

Per l'elemento di volume vale $\Delta V = \Delta\Sigma \vec{e}_z \cdot c\Delta t \vec{e}_\varepsilon$ dove \vec{e}_z è il versore dell'asse z ; pertanto:

$$\Delta M_{\omega\text{BB}} = \mathcal{U}_\omega \Delta V \frac{\Delta\Omega}{4\pi \Delta\Sigma \Delta t} = \frac{c\mathcal{U}_\omega}{4\pi} \Delta\Omega \vec{e}_z \cdot \vec{e}_\varepsilon \quad (1.40)$$

Il potere emissivo spettrale è dato dall'integrale del potere emissivo elementare $\frac{\Delta M_{\omega\text{BB}}}{\Delta\Omega} \Delta\Omega$ (potere emissivo per unità di angolo solido nell'angolo solido elementare) sull'angolo solido

¹¹fonte: CODATA 2014

Ω^+ nel semispazio superiore alla superficie del corpo nero¹². In coordinate sferiche:

$$\Delta\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1.41a)$$

$$\vec{e}_z \cdot \vec{e}_\varepsilon = \cos\theta \quad (1.41b)$$

con $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$ e $\varphi \in [0, 2\pi]$, si ha:

$$M_{\omega\text{BB}} = \int_{\Omega^+} \frac{\Delta M_{\omega\text{BB}}}{\Delta\Omega} d\Omega = \frac{d\mathcal{U}_\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos\theta d\theta = \frac{d\mathcal{U}_\omega}{4} \quad (1.42)$$

Dalla (1.38) la densità di energia $\Delta\mathcal{U}$ in $[\omega, \omega + \Delta\omega]$ risulta:

$$\Delta\mathcal{U} = \frac{\omega^2 \Delta\omega}{\pi^2 c^3} k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_V \quad (1.43)$$

e la densità di energia spettrale:

$$\mathcal{U}_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_V \quad (1.44)$$

poichè $\mathcal{U}_\omega = \frac{\Delta\mathcal{U}}{\Delta\omega}$. La funzione di partizione di singolo bosone è data dalla serie geometrica:

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\hbar\omega}{k_B T}\right) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)} \quad (1.45)$$

dove \hbar è la costante di Planck ridotta ($\hbar = 1.054571726(47) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)¹³. Sostituendo la (1.45) nella (1.44) si ottiene l'espressione finale della densità di energia spettrale del corpo nero:

$$\mathcal{U}_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)} \right)}{\partial T} \right)_V = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.46)$$

Sostituendo la (1.46) nella (1.42) si ricava il potere emissivo del corpo nero ovvero la **legge di Planck**:

$$M_{\omega\text{BB}}(\omega; T) = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.47)$$

In Fig. 1.3 è rappresentata la distribuzione spettrale di potenza del corpo nero (**planckiana**) a diverse temperature in funzione della lunghezza d'onda nel vuoto.

¹²Il potere emissivo spettrale, dato dall'integrale sull'angolo solido del potere emissivo elementare, è indipendente dalla direzione poichè la radiazione termica di corpi in equilibrio è isotropa. L'equazione (1.39) è una differente formulazione della legge di Lambert infatti dalla (1.39) sviluppando il volume elementare come nella (1.40) e usando la (1.41b) si ha

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega} = \frac{\mathcal{U}_\omega \Delta\omega c \Delta t \Delta\Sigma}{4\pi \Delta t} \cos\theta$$

dove $\frac{\mathcal{U}_\omega \Delta\omega c \Delta t \Delta\Sigma}{4\pi \Delta t}$ è la potenza divisa su tutto l'angolo solido emessa normalmente alla superficie e $\frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$ è la potenza per unità di angolo solido emessa attorno alla direzione inclinata di θ rispetto alla normale.

¹³fonte: CODATA 2010

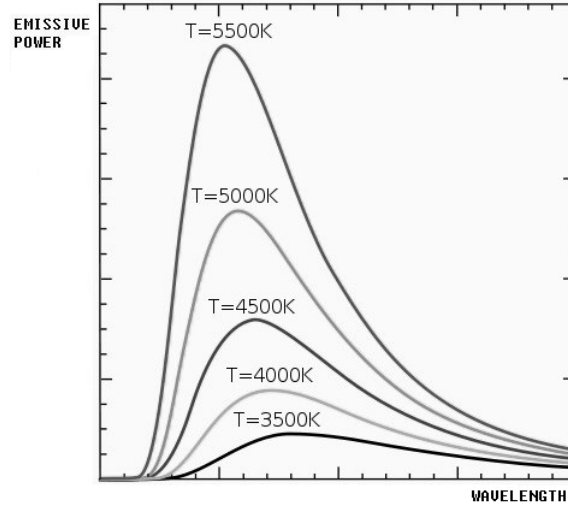


Figura 1.3: Distribuzione spettrale di potenza del corpo nero (BB SPD)

Il potere emissivo di un corpo grigio è dato, per definizione di emissività, dal prodotto tra la sua emissività spettrale ed il potere emissivo del corpo nero, pertanto:

$$M_{\omega\text{GB}}(\omega; T) = \varepsilon_{\omega} \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.48)$$

L'emittanza bolometrica di un corpo nero si ricava integrando il potere emissivo (1.47) su tutto lo spettro:

$$M_{\text{BB}} = \int_0^{\infty} M_{\omega} d\omega = \int_0^{\infty} \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} d\omega$$

Operando la sostituzione $\xi = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$:

$$M_{\text{BB}} = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{k_B^3 T^3}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\xi^3}{\exp \xi - 1} \frac{k_B T}{\hbar} d\xi$$

e poichè il valore dell'integrale in ξ è $\frac{\pi^4}{15}$ si ottiene:

$$M_{\text{BB}}(T) = \frac{\hbar k_B^3 T^3}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \frac{k_B T}{\hbar} \frac{\pi^4}{15} = \frac{\pi^2 k_B^4}{60 c^2 \hbar^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (1.49)$$

L'equazione (1.49) è la **legge di Stefan-Boltzmann** e la costante

$$\sigma = \frac{\pi^2 k_B^4}{60 c^2 \hbar^3} \quad (1.50)$$

è la **costante di Stefan-Boltzmann** ($\sigma = 5.670373(21) \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)¹⁴. Per definizione di emissività bolometrica, l'emittanza bolometrica di un corpo grigio è data dal prodotto dell'emissività bolometrica del corpo per l'emittanza bolometrica del corpo nero, pertanto l'equazione:

$$M_{\text{GB}}(T) = \varepsilon \sigma T^4 \quad (1.51)$$

¹⁴fonte: CODATA 2010

generalizza la legge di Stefan-Boltzmann.

Il potere emissivo di un corpo è una distribuzione (distribuzione spettrale di potenza) pertanto diviene una quantità misurabile solo se integrato su una porzione dello spettro; la grandezza fisicamente significativa è l'emittanza di banda o l'emittanza bolometrica. In forma infinitesima, l'emittanza differenziale del corpo nero è data da:

$$M_{\omega\text{BB}}(\omega; T)d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} d\omega \quad (1.52)$$

e rappresenta l'emittanza di banda nell'intervallo $]\omega, \omega + d\omega[$. L'emittanza differenziale in funzione della lunghezza d'onda nel vuoto è espressa da:

$$\begin{aligned} M_{\omega\text{BB}}(\omega(\lambda_0); T)d\omega &= (M_{\omega\text{BB}} \circ \omega)(\lambda_0; T) \frac{d\omega}{d\lambda_0} d\lambda_0 = \widetilde{M}_{\omega\text{BB}}(\lambda_0; T) \frac{d\omega}{d\lambda_0} d\lambda_0 \\ &= \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda_0^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}\right) - 1} d\lambda_0 \end{aligned} \quad (1.53)$$

dove $\frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda_0^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}\right) - 1}$ è il potere emissivo del corpo nero in funzione della lunghezza d'onda nel vuoto. Per determinare la lunghezza d'onda di massima emissione del corpo nero al variare della temperatura è necessario trovarne il punto di massimo. L'equazione da risolvere è

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_0} \left(\frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda_0^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}\right) - 1} \right) = 0 \quad (1.54a)$$

che si semplifica in

$$5 \exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}\right) - \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T} \exp\left(\frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}\right) - 5 = 0 \quad (1.54b)$$

Operando la sostituzione $\xi = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_0 k_B T}$ si ottiene l'equazione

$$5 \exp(\xi) - \xi \exp(\xi) - 5 = 0$$

che ammette come soluzione non nulla $\xi = 4.965114231744276\dots$ determinabile solo con metodi di approssimazione numerica. Chiaramente

$$\lambda_0 = \lambda_{0\text{max}} = \frac{2\pi\hbar c}{\xi k_B T} = \frac{b}{T} \quad (1.55)$$

L'equazione (1.55) è la **legge dello spostamento di Wien** e la temperatura associata alla lunghezza d'onda $\lambda_{0\text{max}}$ è chiamata **temperatura di colore**. La costante

$$b = \frac{2\pi\hbar c}{\xi k_B} \quad (1.56)$$

è la **costante di Wien** ($b = 2.8977721(26) \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$)¹⁵.

¹⁵fonte: CODATA 2010

Capitolo 2

Tecniche operative

2.1 Termografia infrarossa

Come osservato dettagliatamente nel capitolo precedente, la materia a temperatura superiore dello zero assoluto emette radiazione termica. La quantità di radiazione emessa, misurata dall'emittanza bolometrica, è proporzionale alla quarta potenza della temperatura della sorgente (legge di Stefan-Boltzmann):

$$M_{GB} = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.1)$$

dove ε è l'emissività bolometrica del corpo emittente e σ è la costante di Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.670373(21) \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)¹. La temperatura di un corpo può pertanto essere misurata rilevando la sua emittanza bolometrica e applicando la legge di Stefan-Boltzmann (2.1). La quantità di radiazione emessa da un corpo nero in una regione finita dello spettro, misurata dall'emittanza di banda, si ottiene integrando il potere emissivo del corpo nero (1.47) sulla porzione di spettro in questione:

$$M_{BB}([\omega_1, \omega_2]) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} d\omega \quad (2.2)$$

che, moltiplicata per l'emissività di banda di un corpo grigio, fornisce l'emittanza di banda del corpo grigio. Supponendo che un corpo emetta quasi completamente nella regione considerata, con energie trascurabili al di fuori dell'intervallo, la sua emittanza di banda è ancora data dalla legge di Stefan-Boltzmann (2.1) senza dover risolvere l'integrale (2.2). I corpi a temperatura ambiente (intorno ai 300 K) emettono la maggior parte della radiazione nell'infrarosso (IR) (Fig. 2.1 [5] e Fig. 2.2) pertanto la loro temperatura è misurabile valutandone l'emissione infrarossa; questa tecnica è indicata con il nome di **termografia infrarossa (IRT)**.

¹fonte: CODATA 2010

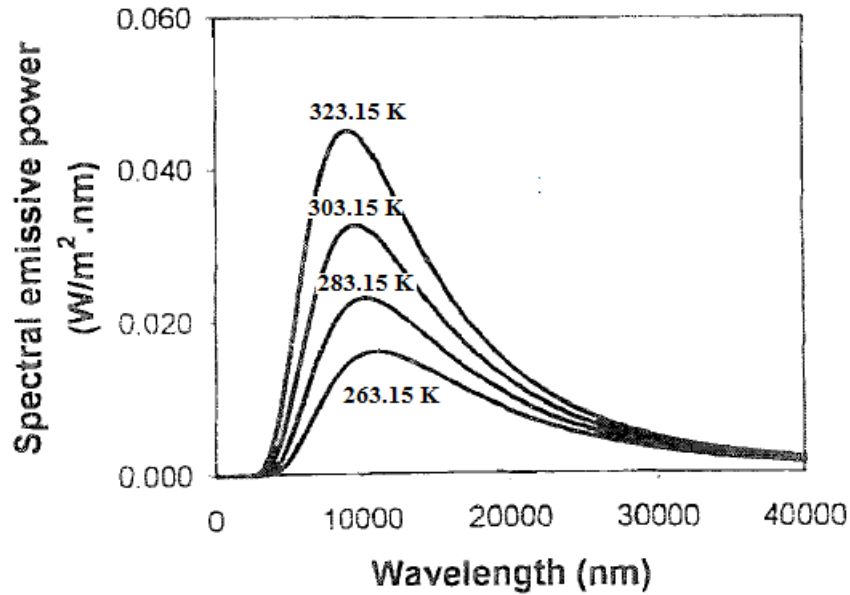


Figura 2.1: Distribuzioni spettrali di potenza di corpi neri a temperature ambientali

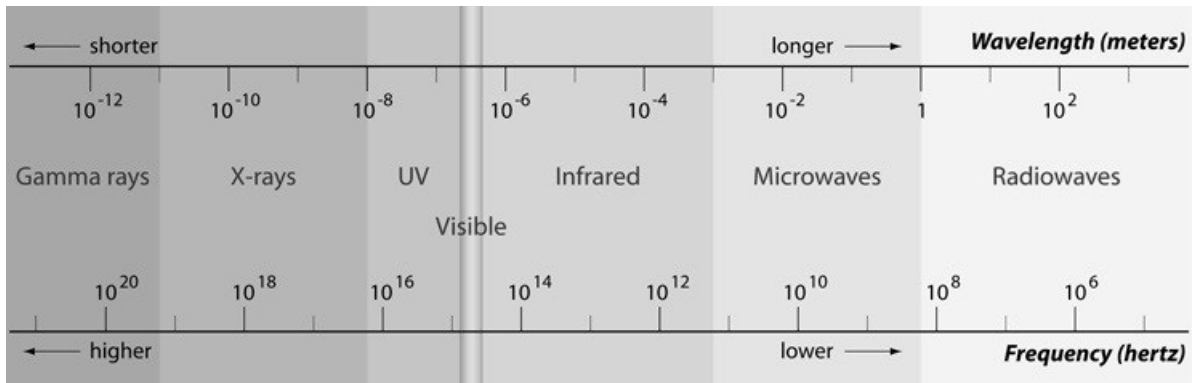


Figura 2.2: Spettro elettromagnetico

La termografia infrarossa sfrutta la capacità di alcuni dispositivi, le **termocamere a infrarossi**, di rilevare l'intensità della radiazione termica emessa nella regione infrarossa dello spettro elettromagnetico. Questi dispositivi producono delle mappe termiche, in scala di grigi o in falsi colori, dell'ambiente, in cui ad ogni punto dell'immagine (pixel) viene associato un valore di temperatura applicando la legge di Stefan-Boltzmann alla quantità di radiazione infrarossa proveniente da quel punto. Queste immagini sono chiamate **termogrammi** (Fig. 2.3).

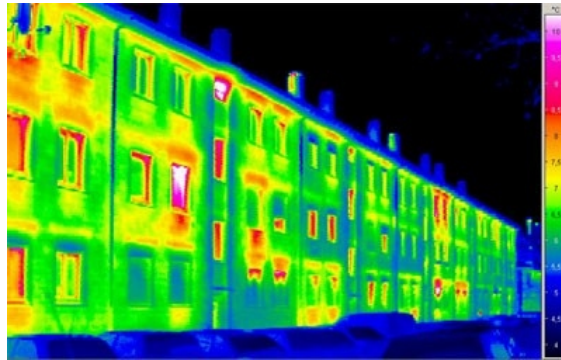


Figura 2.3: Termogramma (foto Energia Sicurezza Ambiente s.r.l.)

L'insieme dei fenomeni che accompagna l'emissione di radiazione da una sorgente fino all'assorbimento da parte di un detector è indicato con il nome di **catena radiometrica** [3]. Il segnale elettromagnetico rilevato dalla termocamera non è semplicemente la radiazione termica della materia osservata ma comprende anche la radiazione riflessa dai corpi, la radiazione trasmessa attraverso i corpi ed è soggetto ad assorbimento da parte dell'atmosfera; la distanza dalla sorgente, l'umidità e la temperatura ambientali sono pertanto valori di cui è necessario tenere conto. La distanza e l'umidità influenzano la quantità di radiazione assorbita o emessa da parte dell'atmosfera mentre la temperatura ambientale è associata alla quantità di radiazione riflessa o trasmessa dai corpi, a loro volta caratterizzati da una riflettività e trasmittività caratteristiche. L'angolo di osservazione non è trascurabile quando il corpo non è in equilibrio termico, in quanto la radiazione termica non è in generale isotropa, o quando si osserva radiazione diffratta, la cui intensità è modulata da un fattore di obliquità (l'andamento angolare dell'intensità è chiamato *pattern di radiazione*). L'equazione (2.1) mostra infine che l'emissività del corpo è di fondamentale importanza poiché cruciale nella conversione emittanza-temperatura. Tutti questi parametri possono essere inseriti direttamente nella termocamera o nei software di elaborazione post-acquisizione per correggere le rilevazioni ottenute [7].

2.2 Fattore di configurazione

L'interazione termica tra diversi sistemi è influenzata dalla posizione relativa dei sistemi stessi, in particolare dalla quantità di radiazione che li raggiunge. La configurazione di questa porzione di Universo è descritta dai **fattori di configurazione**. Il fattore di configurazione $F_{S_1 \rightarrow S_2}$ rappresenta la frazione di radiazione emessa dal sistema S_1 che raggiunge il sistema S_2 :

$$F_{S_1 \rightarrow S_2} = \frac{M_{S_1 \rightarrow S_2}}{M_{S_1}} \quad (2.3)$$

dove M_{S_1} è l'emittanza bolometrica di S_1 ed $M_{S_1 \rightarrow S_2}$ è l'irradianza bolometrica di S_2 dovuta ad S_1 . Il fattore di configurazione è espresso in forma percentuale e, per la conservazione dell'energia, la somma dei fattori di configurazione da un certo sistema S_n è pari al fattore di configurazione del sistema verso l'Universo $F_{S_n \rightarrow U}$ che vale 1:

$$F_{S_n \rightarrow U} = \sum_{i=1}^N F_{S_n \rightarrow R_i} + F_{S_n \rightarrow (U \setminus \cup R_i)} = 1 \quad (2.4)$$

dove $F_{S_n \rightarrow R_i}$ sono i fattori di configurazione dal sistema ai sistemi reservoirs e $F_{S_n \rightarrow (U \setminus \cup R_i)}$ è il fattore di configurazione riferito alla radiazione che dal sistema si disperde nell'Universo e non raggiunge nessun altro sistema. Sistemi autointeragenti presentano fattore di configurazione non nullo con se stessi; un esempio di sistema autointeragente è un emettitore concavo che viene parzialmente irraggiato dalla propria emissione termica. L'equazione (2.4)

è generalizzata dalla regola di somma dei fattori di configurazione, conseguenza diretta della conservazione dell'energia:

$$F_{S_1 \rightarrow (S_2, S_3)} = F_{S_1 \rightarrow S_2} + F_{S_1 \rightarrow S_3} \quad (2.5a)$$

o in modo più generale:

$$F_{S_n \rightarrow (\cup_{i=1}^N R_i)} = \sum_{i=1}^N F_{S_n \rightarrow R_i} \quad (2.5b)$$

La (2.4) si può pertanto reinterpretare come:

$$F_{S_n \rightarrow (\cup_{i=1}^N R_i)} + F_{S_n \rightarrow (U \setminus \cup_{i=1}^N R_i)} = F_{S_n \rightarrow U} = 1 \quad (2.6)$$

Si considerino due superfici elementari orientate $d\vec{\Sigma}_1$ e $d\vec{\Sigma}_2$ ed emittenti, orientate casualmente nello spazio (Fig. 2.4), che rappresentano un elemento infinitesimo del bordo di due sistemi S_1 ed S_2 .

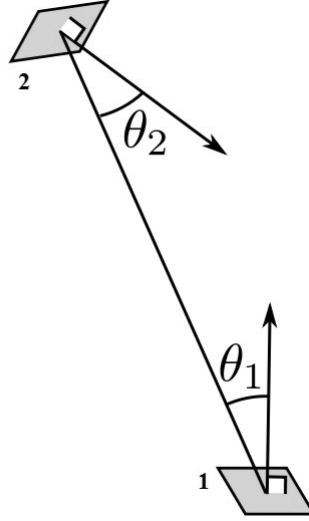


Figura 2.4: Superfici elementari $d\vec{\Sigma}_1$ e $d\vec{\Sigma}_2$

La potenza emessa da $d\vec{\Sigma}_1$ è $M_{S_1} d\Sigma_1$. In accordo con la legge di Lambert, la potenza emessa per unità di angolo solido $\frac{\partial \Phi}{\partial \Omega} = \frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1$ (distribuzione di potenza sull'angolo solido) attorno alle direzioni inclinate di θ_1 rispetto alla normale alla superficie emittente è $\frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta_1$. Le direzioni θ_1 formano un cono di apertura θ_1 poichè la coordinata angolare φ_1 è libera ed a θ_1 fissata descrive un cono. La potenza emessa per unità di angolo solido attorno ad una delle infinite direzioni θ_1 nell'angolo solido elementare $d\Omega_2$ sotteso da $d\vec{\Sigma}_2$ è $\frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta_1 d\Omega_2$. L'angolo solido sotteso dalla superficie $d\vec{\Sigma}_2$ alla distanza r dalla superficie $d\vec{\Sigma}_1$ è $d\Omega_2 = \frac{d\Sigma_2 \cos \theta_2}{r^2}$ mentre la potenza totale emessa da $d\vec{\Sigma}_1$ è $M_{S_1} d\Sigma_1$, interpretabile, usando la relazione (1.41a), come:

$$M_{S_1} d\Sigma_1 = \int_{\Omega^+} \frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi \frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \quad (2.7)$$

dove Ω^+ è l'angolo solido sotteso dall'emisfera superiore alla superficie del corpo emittente e $\frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta$ è la potenza per unità di angolo solido attorno alla direzione θ . Il fattore di configurazione da $d\vec{\Sigma}_1$ a $d\vec{\Sigma}_2$ risulta:

$$dF_{\vec{\Sigma}_1 \rightarrow \vec{\Sigma}_2} = F_{d\vec{\Sigma}_1 \rightarrow d\vec{\Sigma}_2} = \frac{\frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1 \cos \theta_1 d\Omega_2}{\pi \frac{\partial M_{S_1}}{\partial \Omega} d\Sigma_1} = \frac{d\Sigma_1 \cos \theta_1 d\Sigma_2 \cos \theta_2}{\pi r^2 d\Sigma_1} \quad (2.8)$$

quindi:

$$\int_{\Sigma_2} F_{d\bar{\Sigma}_1 \rightarrow d\bar{\Sigma}_2} = \int_{\Sigma_2} \frac{d\Sigma_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2 d\Sigma_1} d\Sigma_2 \quad (2.9)$$

che porta al risultato finale per superfici qualsiasi:

$$\int_{\Sigma_1} \int_{\Sigma_2} F_{d\bar{\Sigma}_1 \rightarrow d\bar{\Sigma}_2} d\Sigma_1 = \int_{\Sigma_1} \int_{\Sigma_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} d\Sigma_2 d\Sigma_1 \quad (2.10a)$$

cioè

$$F_{\bar{\Sigma}_1 \rightarrow \bar{\Sigma}_2} = \frac{1}{\Sigma_1} \int_{\Sigma_1} \int_{\Sigma_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} d\Sigma_2 d\Sigma_1 \quad (2.10b)$$

Dall'equazione (2.10b) si ricava immediatamente il cosiddetto *teorema di reciprocità*:

$$\Sigma_1 F_{\bar{\Sigma}_1 \rightarrow \bar{\Sigma}_2} = \Sigma_2 F_{\bar{\Sigma}_2 \rightarrow \bar{\Sigma}_1} \quad (2.11)$$

La configurazione di un certo numero di sistemi interagenti può essere visualizzata in un grafo planare. Ad esempio l'interazione di tre sistemi S_1 , S_2 ed S_3 tali che (Tab. 2.1):

	i=1	i=2	i=3
j=1	10%	50%	24%
j=2	60%	0%	50%
j=3	0%	40%	0%

Tabella 2.1: Ad ogni coppia di indici (casella) corrisponde un fattore $F_{S_i \rightarrow S_j}$

è associata al grafo in Fig. 2.5:

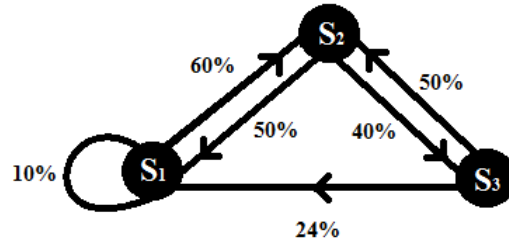


Figura 2.5: Grafo planare della configurazione dei sistemi S_1 , S_2 ed S_3

La **matrice di configurazione** è la matrice di adiacenza del grafo ed esprime in modo compatto la configurazione dei sistemi interagenti:

10%	50%	24%
60%	0%	50%
0%	40%	0%

2.3 Specifiche tecniche di una termocamera a infrarossi

Le specifiche tecniche principali di una termocamera a infrarossi sono [7]:

- **Campo spettrale:** range dello spettro elettromagnetico a cui la termocamera è sensibile, si distinguono cinque regioni (Tab. 2.2):

Campo spettrale	Banda	Descrizione
NIR ($0.7 \mu\text{m} \div 1.4 \mu\text{m}$)	IR-A	Infrarosso vicino, non utilizzato per misure termometriche
SWIR ($1.4 \mu\text{m} \div 3 \mu\text{m}$)	IR-B	Infrarosso onda corta, adatto alla misura di temperature elevate
MWIR ($3 \mu\text{m} \div 8 \mu\text{m}$)	IR-C	Infrarosso onda media
LWIR ($8 \mu\text{m} \div 15 \mu\text{m}$)	IR-C	Infrarosso onda lunga, utilizzato per misure di temperature vicine alla temperatura ambiente (circa 300 K)
FIR ($15 \mu\text{m} \div 1000 \mu\text{m}$)	IR-C	Infrarosso lontano, utilizzato per misure di basse temperature (inferiori a 250 K)

Tabella 2.2: Campo spettrale

- **Tipo di sensore:** il tipo di sensore influenza direttamente le caratteristiche della termocamera, in particolare la sua sensibilità. Il materiale e la struttura del sensore variano chiaramente a seconda della qualità e dell'impiego della termocamera.
- **Sensibilità:** minima variazione di temperatura rilevabile dallo strumento, dovuta principalmente alla tipologia e alla qualità del sensore.
- **Risoluzione:** la risoluzione influenza la qualità dell'immagine acquisita dalla termocamera, in generale si distingue tra (Tab. 2.3):

Risoluzione	Descrizione
4x4 pixel	Termocamere a bassissima risoluzione, adatte a sostituire un pirometro ottico
120x140 pixel \div 160x160 pixel	Termocamere adatte a misure indicative di manutenzione
240x240 pixel \div 324x324 pixel	Termocamere impiegate per la maggior parte delle applicazioni
500x500 pixel e superiori	Termocamere ad alta risoluzione

Tabella 2.3: Risoluzione

- **Frequenza di acquisizione:** la frequenza di acquisizione è di fondamentale importanza poichè determina in modo considerevole la qualità delle immagini prodotte dalla termocamera, soprattutto quando l'oggetto osservato o lo strumento sono in movimento. Si possono avere varie tipologie di dispositivo in base alla frequenza di acquisizione (Tab. 2.4):

Frequenza di acquisizione	Descrizione
Inferiore a 33 Hz	Termocamere adatte a misure statiche, non adatte a misurazioni manutentive o con organi rotanti in movimento
33 Hz \div 60 Hz	Termocamere per l'analisi di fenomeni rapidi
60 Hz \div 2 kHz	Termocamere ad alta frequenza utilizzate per analisi particolari

Tabella 2.4: Frequenza di acquisizione

Infine è molto importante che sia possibile inserire nella termocamera o in un software di elaborazione post-acquisizione i parametri che possono influenzare la misura, i principali sono:

- **Emissività:** l'emissività dei corpi è una misura del loro comportamento rispetto al modello ideale del corpo nero. La termocamera rileva la quantità di radiazione emessa dalle superfici e per determinare la temperatura è necessario applicare la legge di Stefan-Boltzmann (2.1). La legge non è applicabile correttamente se non è nota l'emissività del corpo in esame.
- **Distanza ed umidità ambientale:** caratterizzano l'assorbimento, o l'emissione, da parte dell'atmosfera nel corso della catena radiometrica. Chiaramente l'influenza atmosferica sulla radiazione emessa ne compromette l'utilizzabilità nella misura delle temperature.
- **Temperatura ambientale:** determina l'emissione da parte dell'ambiente e la quantità di radiazione riflessa o trasmessa dai corpi che si aggiunge alla radiazione termica facendo rilevare allo strumento una quantità di radiazione maggiore.
- **Angolo di osservazione:** la radiazione termica di corpi in equilibrio termico è approssimativamente isotropa, cioè non dipende dalla direzione; in presenza di corpi fuori dall'equilibrio o di fenomeni di diffrazione l'emittanza può dipendere anche dall'angolo di osservazione.

2.4 Determinazione dell'emissività di un corpo

Esistono differenti protocolli per la determinazione dell'emissività di un corpo; comunemente si applica una procedura empirica che prevede l'impiego di un materiale di emissività nota. Il protocollo più comune è il seguente, proposto da Orlove nel 1982 [2]:

- Si ricopre una porzione della superficie del materiale di emissività incognita con una vernice o uno spray ottenuto da un materiale di emissività nota. La vernice o lo spray impiegato deve essere un buon conduttore di calore.
- Si porta il materiale da testare ad una temperatura di almeno 50 °C maggiore della temperatura ambiente.
- Si inseriscono nella termocamera l'emissività nota, la temperatura ambientale, l'umidità ambientale e la distanza dalla sorgente. Successivamente si rileva con la termocamera la temperatura della superficie ricoperta dal materiale di emissività nota.
- Si rileva la temperatura della superficie non ricoperta dalla vernice o dallo spray mantenendo impostata la stessa emissività e correggendo, se dovessero essere riscontrate variazioni, i parametri ambientali. Il materiale test non deve variare la propria temperatura nel corso dell'intera misurazione.
- Si varia il valore di emissività nella termocamera finché la temperatura misurata per la superficie non ricoperta da vernice o spray coincide con quella rilevata precedentemente. Questa operazione può essere effettuata anche in un secondo momento attraverso un software di elaborazione.
- Il valore di emissività per il quale le due temperature coincidono è l'emissività del materiale.

Chiaramente la vernice o lo spray impiegato devono essere buoni conduttori di calore perché devono essere alla stessa temperatura del corpo testato.

2.5 Applicazioni della termografia infrarossa

La non invasività dell'indagine termografica permette di non rovinare i materiali durante la misura e di poter investigare zone difficilmente accessibili per misure di contatto. Queste caratteristiche sono alla base dell'ampia diffusione della termografia nei più svariati settori, dalla manutenzione edilizia alla medicina. Poichè l'emissione termica è un fenomeno intrinseco dei materiali, non dipende dall'illuminazione ambientale che rappresenta anzi un fattore di disturbo. Le termocamere a infrarossi trovano pertanto vasta applicazione anche nella visione notturna.

2.5.1 Edilizia e manutenzione

La termografia è impiegata in ambito edilizio quale tecnica per la rilevazione del degrado degli edifici. Le discontinuità termiche causate dalla presenza di danneggiamenti sono individuabili tramite analisi termografica, inoltre la non invasività della misura permette di evitare ulteriori traumi alla struttura. L'impiego della tecnica si allarga fino alla verifica dell'isolamento e dell'impermeabilizzazione delle abitazioni o alla ricerca di cause di infiltrazioni idriche, riducendo notevolmente i disagi per gli abitanti. L'analisi termografica può essere condotta in condizioni attive o passive. Nel primo caso l'elemento da indagare viene riscaldato al fine di indagarne la risposta termica ed evidenziarne eventuali anomalie. In regime passivo invece si analizza la struttura così come si presenta naturalmente, caso frequente nell'ispezione di elementi architettonici quali terrazze e pareti esterne.

Differenti materiali o differenti spessori dello stesso materiale presentano differenti proprietà termiche pertanto la termografia risulta un utile strumento per l'individuazione di elementi architettonici nascosti. In Fig. 2.6 [6] è mostrata l'individuazione termografica di una finestra tamponata in una fase successiva.

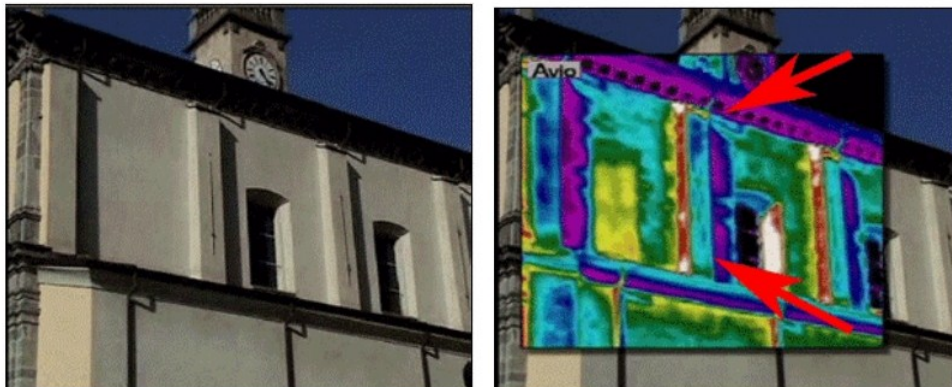


Figura 2.6: Individuazione termografica di una finestra tamponata in una fase successiva

Le termocamere a infrarossi trovano inoltre impiego nell'individuazione di surriscaldamento negli impianti elettrici.

2.5.2 Angiotermografia dinamica

L'angiotermografia dinamica (DATG) è una tecnica per la diagnostica del tumore al seno, consistente nella registrazione delle variazioni di temperatura della vascolarizzazione della mammella. Questa tecnica è basata sulla teoria dell'angiogenesi, ovvero sul principio che un tumore ha bisogno di un forte afflusso di sangue per nascere, svilupparsi e crescere, provocando pertanto una modificata vascolarizzazione. Ogni donna ha, secondo l'idea di base, una propria caratteristica immagine termografica e, l'alterazione di questa immagine è prova di una sospetta attività tumorale o pretumorale. Affinchè la tecnica sia efficace è importante registrare periodicamente la situazione, soprattutto in ottica preventiva, per avere la

possibilità di valutare effettive variazioni nella propria caratteristica vascolarizzazione. La termografia a contatto per lo screening del tumore al seno fu, negli anni '70, al centro degli studi del Prof. J. Tricoire in Francia. Questa metodologia si basava sulla ricerca del calore generato dal tumore ma dava origine a troppi falsi positivi, ovvero diagnosi errate. La DATG nasce più tardi e soprattutto in un'ottica diversa; non si rileva il calore generato dal tumore bensì il calore dovuto alla vascolarizzazione della ghiandola mammaria. Inoltre non è la temperatura, ovvero i colori presenti nell'immagine termografica, ad interessare la diagnosi ma la mappa dei vasi, ovvero la forma dell'immagine. Una mammella sana presenta un'immagine dovuta alla normale vascolarizzazione, convergente nel capezzolo. In presenza di tumore l'immagine mostra vasi che convergono in zone diverse della mammella, in cui si sospetta sia presente il tumore o la lesione precancerosa. L'angietermografia dinamica è una tecnica non invasiva che non necessita di radiazioni ionizzanti o mezzi di contrasto; per contro non è in grado di determinare la dimensione del tumore. L'immagine termografica fornisce piuttosto informazioni sulla sospetta attività tumorale e sulla zona in cui concentrare gli esami.

2.5.3 Impiego osservativo

L'impiego della termografia per la visione notturna è spesso associato a scopi militari o civili di sorveglianza oppure alla videoregistrazione amatoriale.

Alcuni materiali sono opachi alla luce visibile ma risultano trasparenti alla radiazione infrarossa pertanto con una termocamera è possibile osservare attraverso certe superfici. La Fig. 2.7 mostra chiaramente che il sacco in plastica è trasparente alla radiazione infrarossa ma non alla radiazione visibile, inoltre gli occhiali dell'uomo presentano comportamento opposto lasciandosi attraversare dalla radiazione visibile ma non dalla radiazione infrarossa, apparendo scuri nell'immagine termografica.



Figura 2.7: Il sacco è trasparente alla radiazione infrarossa ma non alla radiazione visibile mentre le lenti degli occhiali mostrano un comportamento opposto (foto NASA IPAC)

Appendices

Appendice A

Tavole dell'emissività

Tavole dell'emissività di alcuni materiali per certe temperature

Materiale	Temperatura K	Emissività ϵ	Materiale	Temperatura K	Emissività ϵ
Alluminio			Magnesio, lucido	300-500	0.07-0.13
Lucido	300-900	0.04-0.06	Mercurio	300-400	0.09-0.12
Foglio commerciale	400	0.09	Molibdeno		
Molto ossidato	400-800	0.20-0.33	Lucido	300-2000	0.05-0.21
Anodizzato	300	0.8	Ossidato	600-800	0.80-0.82
Bismuto, brillante	350	0.34	Nichel		
Ottone			Lucido	500-1200	0.07-0.17
Molto lucido	500-650	0.03-0.04	Ossidato	450-100	0.37-0.57
Lucido	350	0.09	Platino, lucido	500-1500	0.06-0.18
Plastra appannata	300-600	0.22	Argento, lucido	300-1000	0.02-0.07
Ossidato	450-800	0.6	Acciaio inossidabile		
Cromo, lucido	300-1400	0.08-0.40	Lucido	300-1000	0.17-0.30
Rame			Leggermente ossidato	600-1000	0.30-0.40
Molto lucido	300	0.02	Molto ossidato	600-1000	0.70-0.80
Lucido	300-500	0.04-0.05	Acciaio		
Foglio commerciale	300	0.15	Lamierino lucido	300-500	0.08-0.14
Ossidato	600-1000	0.5-0.8	Lamierino commerciale	500-1200	0.20-0.32
Ossidato nero	300	0.78	Molto ossidato	300	0.81
Oro			Stagno, lucido	300	0.05
Molto lucido	300-1000	0.03-0.06	Tungsteno		
Foglio brillante	300	0.07	Lucido	300-2500	0.03-0.29
Ferro			Filamento	3500	0.39
Molto lucido	300-500	0.05-0.07	Zinco		
Ghisa	300	0.44	Lucido	300-800	0.02-0.05
Ferro battuto	300-500	0.28	Ossidato	300	0.25
Arrugginito	300	0.61			
Ossidato	600-900	0.64-0.78			
Piombo					
Lucido	300-500	0.06-0.08			
Nonossidato ruvido	300	0.43			
Ossidato	300	0.63			

Materiale	Temperatura K	Emissività ϵ	Materiale	Temperatura K	Emissività ϵ
Allumina	800-1400	0.65-0.45	Carta, bianca	300	0.90
Ossido di alluminio	600-1500	0.69-0.41	Intonaco, bianco	300	0.93
Asbesto	300	0.96	Porcellana, vetrata	300	0.92
Pavimento di asfalto	300	0.85-0.93	Quarzo, grezzo, fuso	300	0.93
Laterizio			Gomma		
Comune	300	0.93-0.96	Soffice	300	0.86
Argilla refrattaria	1200	0.75	Dura	300	0.93
Filamento al carbonio	2000	0.53	Sabbia	300	0.90
Stoffa	300	0.75-0.90	Carburo di silicio	600-1500	0.87-0.85
Calcestruzzo	300	0.88-0.94	Pelle umana	300	0.95
Vetro			Neve	273	0.80-0.90
Da finestra	300	0.90-0.95	Terreno, terrestre	300	0.93-0.96
Pyrex	300-1200	0.82-0.62	Nero fumo	300-500	0.95
Pyroceramico	300-1500	0.85-0.57	Teflon	300-500	0.85-0.92
Ghiaccio	273	0.95-0.99	Acqua, profonda	273-373	0.95-0.96
Ossido di magnesio	400-800	0.69-0.55	Legno		
Muratura	300	0.80	Faggio	300	0.94
Vernici			Quercia	300	0.90
Alluminio	300	0.40-0.50			
Nera, laccatura, lucida	300	0.88			
Olii, tutti i colori	300	0.92-0.96			
Acrilico bianco	300	0.90			
Smalto bianco	300	0.90			
Fondo rosso	300	0.93			

Riferimenti bibliografici

- [1] R. Zucchini, *Lecture Notes. Quantum Mechanics*, Università di Bologna.
- [2] W. Minkina, S. Dudzik, *Infrared Thermography. Errors and Uncertainties*, 2009.
- [3] G. Gaussorgues, *Infrared Thermography*, 1994.
- [4] L. Ferrari, *Elementi di Termodinamica Statistica*, Università di Bologna, 9 gennaio 2012.
- [5] J. R. Speakman, S. Ward, *Infrared thermography: principles and applications*, Department of Zoology, University of Aberdeen, Aberdeen, Scotland.
- [6] Università degli Studi di Milano, Sezione di Fisica per i Beni Culturali, l'Ambiente e il Clima, Metodologie Fisiche per i Beni Culturali.
- [7] Test Energia (www.test-italy.com).
- [8] Wikipedia.

Indice analitico

- π -polarizzazione, 10
- σ -polarizzazione, 10
- σ^+ -polarizzazione, 10
- σ^- -polarizzazione, 10

- adiabatico, sistema, 2
- ambiente, 1
- ampiezza complessa, 7
- aperto, sistema, 2
- assoluta, temperatura, 6
- assoluto, zero, 6
- attenuazione, lunghezza di, 11
- attrattore, 2

- base sferica, 9
- bolometrica, assorbitività, 12
- bolometrica, emittanza, 8, 19
- bolometrica, irradianza, 8
- Boltzmann, costante di, 15

- campo d'onda, 7
- campo di temperatura, 6
- campo elettromagnetico, 7
- catena radiometrica, 21
- chiuso, sistema, 2
- coefficiente di assorbimento, 11
- colore, temperatura di, 18
- conduttività, 3
- conduzione termica, 7
- configurazione, fattore di, 21
- configurazione, matrice di, 23
- continuità, equazione di, 1, 3
- corpi grigi, 13
- corpo bianco, 12
- corpo nero, 12
- corpo nero, radiazione di, 13

- DATG, 26
- densità di energia spettrale, 15
- di banda, emittanza, 8, 19
- di banda, irradianza, 8
- diatermico, sistema, 2
- differenziale, emittanza, 18

- distribuzione spettrale di potenza, 14

- elicità, 10
- emittanza, 8
- empirica, temperatura, 5
- energia, legge di conservazione dell', 1
- entropia statistica, 3
- estinzione, coefficiente di, 11

- flusso radiativo, 8
- fotoni, 14
- Fourier, equazione di, 7
- Fresnel, equazioni di, 11
- funzione di partizione, 16

- globale, equilibrio, 3
- gradiente di temperatura, 7
- grado Celsius ($^{\circ}\text{C}$), 6
- grado Fahrenheit ($^{\circ}\text{F}$), 6

- Helmholtz, energia libera di, 15

- indice di rifrazione, 11
- induzione elettrica, campo di, 8
- induzione magnetica, campo di, 8
- intensità (onde e.m.), 8
- interna, energia, 1
- irradianza, 8
- irraggiamento, 12
- isolato, sistema, 2
- isolato, sistema meccanico, 2
- isoterme, classi di equivalenza, 4
- isoterme, curve di livello, 6

- Jones, matrici di, 10
- Jones, vettore di, 9

- kelvin (K), 6
- Kelvin, scala, 6

- Lambert, legge di, 16, 22
- locale, equilibrio, 3

- magnetizzazione, 8

- meccanica, energia, 1
- meccanico, equilibrio, 2
- moti convettivi, 12

- onde elettromagnetiche, 7
- onde monocromatiche, 7
- opacità, 12

- pattern di radiazione, 21
- Planck, costante di, 16
- Planck, legge di, 16
- planckiana, 16
- polarizzazione, 9
- polarizzazione elettrica, 8
- polarizzazione, ellisse di, 9
- polarizzazione, stato di, 9
- potenziale, 3
- potere emissivo, 14
- Poynting, vettore di, 7
- primo principio della termodinamica, 1
- protocollo di determinazione dell'emissività, 25

- radiazione termica, 12
- relazioni costitutive elettromagnetiche, 8
- reservoirs, 3
- riflessività, 10
- rilassamento, tempo di, 2

- sistema, 1
- spazio degli stati, 1
- specifiche tecniche di una termocamera a infrarossi, 23
- spettrale, assorbività, 11
- spettrale, emissività, 13
- spettrale, emittanza, 8
- spettrale, irradianza, 8
- spettrale, potenza, 8

- spettrale, riflessività, 10
- spettrale, trasmissività, 10
- stato, 1
- stato, equazione di, 5
- Stefan-Boltzmann, costante di, 17, 19
- Stefan-Boltzmann, legge di, 17, 19
- suscettività elettrica, 8
- suscettività magnetica, 8

- temperatura, 4
- termica, conduttività, 7
- termico, equilibrio, 4
- termocamera a infrarossi, 20
- termodinamico, equilibrio, 3
- termografia infrarossa, 19
- termografia infrarossa, applicazioni della, 26
- termogramma, 6, 20
- termometria, 12
- termometrica, proprietà, 5
- termometrica, scala, 5
- termometrica, sostanza, 5
- termoscopio, 5
- transverse electromagnetic (TEM), 9
- trasmissività, 10
- trasparenza, 12
- trasporto, 2
- trasporto, equazione di, 3

- universo, 1

- variabili di stato, 2
- velocità della luce nel vuoto, 14

- Wien, costante di, 18
- Wien, legge dello spostamento di, 18

- zero, principio della termodinamica, 4