

Saras SpA

Raffineria
Sede legale

I-09018 Sarroch (Cagliari)
S.S. Sulcitana n.195 - Km.19°
Telefono 070 90911
Fax 070 900209



Ministero dell'Ambiente e della Tutela del Territorio e del Mare – Direzione Generale Valutazioni Ambientali

E.prot DVA – 2011 – 0018701 del 27/07/2011

Spett.le Ministero dell'Ambiente e della Tutela del Territorio e del Mare
Direzione Generale Valutazioni Ambientali
Divisione IV
Rischio Rilevante e Autorizzazione Integrata Ambientale
Via Cristoforo Colombo, 44
00147 Roma (RM)
c.a. dott. Giuseppe Lo Presti

e p.c.

Spett.le ISPRA
Servizio Iterdipartimentale per l'Indirizzo e il Coordinamento e il Controllo delle Attività Ispettive
Via Vitaliano Brancati, 48
00144 Roma (RM)
c.a. ing. Alfredo Pini

Spett.le
ARPAS
Direzione Generale
Via Palabanda, 9
09100 Cagliari (CA)
c.a. dott. Antonio Nicolò Corraïne

Spett.le
ARPAS
Dipartimento di Cagliari
Viale Ciusa, 6
09100 Cagliari (CA)
c.a. dott.ssa Angela Maria Mereu

Spett.le Gruppo Istruttore
c/o ISPRA
Via Curtatone, 3
00185 Roma
c.a. Referente G.I. Dott. Marco Mazzoni

000467



Sarroch, 16 luglio 2011

Oggetto: Modifiche non sostanziali: misuratore temperatura gas bruciati in torcia.

Riferimento: DSA-DEC-2009-000230 del 24.03.2009 - Autorizzazione Integrata Ambientale dell'impianto complesso "Raffineria e Impianto di Gassificazione a Ciclo Combinato (IGCC) della società Saras S.p.A sito in Sarroch (CA)

Con riferimento all'oggetto, il sottoscritto Francesco Marini, gestore dell'impianto complesso "Raffineria e Impianto di Gassificazione a Ciclo Combinato (IGCC)" della società Saras S.p.A, trasmette in allegato una nota relativa allo stato di avanzamento dei lavori per la realizzazione di un prototipo per la misura della temperatura di combustione dei gas bruciati in torcia.

Restando a disposizione per qualsivoglia chiarimento in merito, porgiamo

Cordiali saluti

SARAS SpA
Il Direttore di Raffineria
Ing. Francesco Marini

Direzione generale
Sede amministrativa
I-20122 Milano
Galleria de Cristoforis 8
Telefono 02 77371
Fax 02 76020640

Direzione relazioni pubbliche e
affari amministrativi
I-00187 Roma
Salita S. Nicola da Tolentino 1/b
Telefono 06 4203521
Fax 06 42035222

Cap. Soc. Euro 54.629.666,67 int. vers.
Reg. Imprese Cagliari, Cod. Fisc. e
P. Iva 00136440922



SARAS SpA

Emissioni convogliate in aria

Torçe di stabilimento



PREMESSA

Il Parere Istruttorio allegato al decreto di Autorizzazione Integrata Ambientale (U. prot.DSA-DEC-2009-0000230 del 24/03/2009) prevede che il Gestore dell'impianto "Raffineria e Impianto di Gassificazione a Ciclo Combinato (IGCC)" della Società Saras SpA provveda a trasmettere all'Autorità Competente e all'Ente di controllo uno studio di fattibilità per la verifica della temperatura di combustione della fiamma in torcia, con misuratore in continuo.

CONTENUTO

In base allo studio delle tecnologie esistenti e delle informazioni raccolte dalle ditte produttrici sono state individuate e valutate le seguenti tecniche per la misura di temperatura di torcia in continuo in loco o da remoto:

- sistemi locali;
- sistemi pirometrici remoti;
- termocamere IR
- telecamera con sensore CCD operante nel campo del visibile.

Lo studio ha permesso di valutare come più idonea per lo scopo le tecniche ottiche nel campo del visibile e in base a detto risultato Saras ha richiesto una Modifica non sostanziale dell'Autorizzazione Integrata Ambientale in data 31 agosto 2009.

Saras SpA ha eseguito, con il Dipartimento di Fisica dell'Università di Cagliari, lo studio di fattibilità per l'applicazione della Telecamera con sensore CCD operante nel campo del visibile nella determinazione della temperatura di Torcia della Raffineria e lo ha trasmesso in data 29 dicembre 2009.

In riferimento a questo studio di fattibilità la Commissione AIA-IPPC ha deliberato uno specifico punto nella nota trasmessa al Ministero dell'Ambiente e della Tutela del Territorio e del Mare: *Relativamente al punto n.1 "studio di fattibilità per la misura in continuo della temperatura di combustione delle torce dello stabilimento Saras di Sarroch e quindi degli adempimenti alle prescrizioni AIA (DSA-2009-0025527) ex DSA-DEC-2009-000230 del 24/03/2009" il GI prende atto delle dichiarazioni del Gestore e della proposta di definire uno studio di fattibilità con realizzazione di un prototipo di laboratorio per la misura in continuo della temperatura di combustione delle torce entro il 31 dicembre 2010. Le prime misure sperimentali cominceranno pertanto dal 01 gennaio 2011. Resta inalterato l'intero quadro prescrittivo relativo alle torce.*

Sulla base delle considerazioni dello studio preliminare, Saras ha affidato, tramite la Società Sartec, un incarico al Centro Grandi Strumenti del Dipartimento di Fisica dell'Università di Cagliari uno studio di fattibilità per la realizzazione di un prototipo di misuratore di temperatura di torcia.

La prima fase dello studio, eseguito dal Centro Grandi Strumenti del Dipartimento di Fisica dell'Università di Cagliari, ha previsto la misura della temperatura di fiamma, con una serie di misure sperimentali di laboratorio, per:

- la realizzazione di un modello di torcia standard per la raccolta e l'analisi degli spettri di emissione;
- la caratterizzazione delle emissioni d'incandescenza e molecolari delle specie chimiche di riferimento concordate con il committente.



SARAS SpA

Riportiamo brevemente le osservazioni finali, lo studio completo è in allegato alla presente nota.

Lo studio, effettuato sulle fiamme di laboratorio originate da idrocarburi leggeri (tipici dei gas combusti nelle torce dello stabilimento), ha evidenziato che nella regione spettrale 300-1100 nm non vi sono tracce spettrali caratteristiche delle specie chimiche del combustibile utilizzato. Parallelamente, si è notata una notevole somiglianza tra gli spettri molecolari delle fiamme originate dai diversi combustibili (acetilene, propano, butano). Questo fatto è estremamente positivo in quanto permetterebbe di determinare la temperatura di fiamma prescindendo, entro certi limiti, dalla miscela combustibile.

È stata dedicata una particolare attenzione ad un gruppo di righe spettrali, non riportato in letteratura, al fine di valutarne l'utilizzabilità per caratterizzazioni termiche di fiamma. Mediante opportuni modelli, da questo spettro è stata individuata una sequenza coerente di righe rotovibrazionali. Le temperature rotazionali delle fiamme dedotte mediante il procedimento standard secondo Boltzmann, danno risultati compatibili con quelle attese dalle stime teoriche di temperature adiabatiche. Le incertezze sui valori dedotti si mantengono, allo stato attuale, intorno ai 100 °C anche nelle migliori condizioni sperimentali (lunghi tempi di accumulazione e stabilità delle fiamme). Questo è dovuto agli effettivi valori delle forze di oscillatore delle transizioni molecolari che allontanano le intensità delle righe caratteristiche lontane dalla curva di Boltzmann ideale usata nel presente studio.

Al fine di migliorare la precisione nella determinazione della temperatura la conoscenza di questi parametri richiede un lavoro di verifica onde evitare di introdurre artefatti causati da inopportune correzioni.

Si fa presente che in questa prima fase di misure sperimentali sono state utilizzate vari combustibili (propano/butano, butano, acetilene) miscelati in varie proporzioni con l'aria (comburente) al fine di valutare le variazioni della temperatura della fiamma.

La seconda fase dello studio, eseguito dal Centro Grandi Strumenti del Dipartimento di Fisica dell'Università di Cagliari, ha previsto una indagine relativa alla caratterizzazione termica delle fiamme analizzando gli spettri termici delle fiamme ricche di particolato incandescente. Ciò offre un approfondimento rispetto a quella basata sull'indagine degli spettri molecolari (eseguita nella prima fase).

Infatti un importante contributo all'energia della radiazione e.m. emessa da una fiamma, diffusiva o parzialmente premiscelata, proviene dall'incandescenza del particolato carbonioso (soot) dovuto dalla parziale combustione delle molecole organiche. In condizioni reali le concentrazioni di soot durante la combustione non sono né uniformi né costanti nel tempo, e, pertanto, si è reso necessario un approfondimento per la determinazione della temperatura della fiamma con tecniche di indagine basate sull'integrazione dello spettro di incandescenza del particolato, con una serie di misure sperimentali di laboratorio, allo scopo di:

- determinare la temperatura di un oggetto in equilibrio termico stazionario con l'ambiente circostante (emissione del tungsteno incandescente)
- determinare le caratteristiche di una fiamma diffusiva turbolenta
- modellizzare una fiamma diffusiva turbolenta.

A valle dei risultati delle attività precedenti si rende necessario avviare le prove sperimentali in campo, al fine di validare quanto ottenuto in laboratorio nel caso reale delle temperature di fiamma delle torce industriali della Saras.

La parziale premiscelazione, dovrebbe mostrare contemporaneamente una regione a spettro prevalentemente molecolare ed una regione a spettro prevalentemente incandescente con una sovrapposizione variamente pesata delle due tipologie spettrali passando da una regione all'altra.

Questa occorrenza potrebbe derivare, nelle misure sul campo, dalla raccolta contemporanea di emissioni da parte di zone con regimi di combustione differenti dovute, anche, ad instabilità di forma (oscillazione della torcia) che fanno analizzare, nel tempo di osservazione del sistema ottico di puntamento, regioni di fiamma con caratteristiche differenti.



SARAS SpA

La simulazione proposta parte dall'ipotesi che lo spettro reale di una fiamma mista sia dato da una mera convoluzione tra uno spettro molecolare e quello continuo di incandescenza.

Nella realtà il contributo molecolare potrebbe generare nella regione spettrale dove compare, una leggera deformazione della di base dello spettro sperimentalmente registrato che, di fatto, si rifletterebbe su una variazione della temperatura efficace dedotta con le procedure di fit.

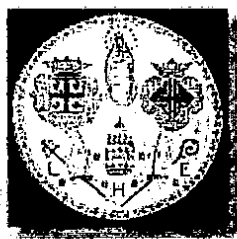
Le prime prove sperimentali effettuate, sembrano avvalorare le ipotesi avanzate.

In questa fase, è doveroso sottolineare che si è principalmente considerato l'intervallo spettrale del vicino infrarosso ma è ovvio che gli stessi procedimenti possono essere applicati in regioni spettrali che vanno ben oltre i 1000 nm per le quali si rendono, però, necessarie alcune considerazioni.

In primo luogo, dovendo valutare la fattibilità di una procedura per monitoraggi in remoto di una torcia industriale, occorre tenere da conto della trasparenza atmosferica negli intervalli spettrali operativi [12]. Le principali cause di perturbazione nell'infrarosso sono associate all'assorbimento del vapore acqueo e dell'anidride carbonica che dipende dalle concentrazioni di questi gas e dal cammino ottico percorso. Per questi composti nell'atmosfera, si presentano finestre di trasparenza intorno a 1000 nm a 1300 nm e a 1600 nm dove operano con efficienza rivelatori rispettivamente al Si, PbS e InGaAs. Le successive finestre oltre i 3000 nm, presuppongono l'utilizzo di fotorivelatori a più bassa efficienza quali termopile o rivelatori piroelettrici, che rendono più problematica la rilevazione del segnale ottico.

Compatibilmente con le condizioni di trasparenza atmosferica, di inquinamento luminoso e di qualità del segnale ottico, conviene operare nell'intervallo delle lunghezze d'onda minori dove l'emissività mostra minore variabilità a scapito, però della componente del livello del segnale ottico continuo emesso che decresce al diminuire della temperatura del corpo incandescente. Sulla base di queste considerazioni e sullo stato dell'arte dei rivelatori disponibili commercialmente, il trade-off per la determinazione di temperature superiori ai 600 °C, si ottiene con l'indagine ottica nel vicino infrarosso.

Le attività di sperimentazione in campo saranno avviate nel mese di settembre prossimo venturo.



**UNIVERSITA DEGLI STUDI DI CAGLIARI
CENTRO GRANDI STRUMENTI**

**STUDIO DI FATTIBILITA' PROPEDEUTICO PER LA REALIZZAZIONE DI
UN PROTOTIPO DI MISURATORE DI TEMPERATURA DI TORCIA**

Report n.2

Introduzione

Un importante contributo all'energia della radiazione e.m. emessa da una fiamma, diffusiva o parzialmente premiscelata, proviene dall'incandescenza del particolato carbonioso (soot) dovuto dalla parziale combustione delle molecole organiche. In condizioni reali le concentrazioni di soot durante la combustione non sono né uniformi né costanti nel tempo, e, pertanto, rendono aleatoria la determinazione della temperatura della fiamma con tecniche di indagine basate sull'integrazione dello spettro di incandescenza del particolato. Riguardo a questo punto, si può rilevare che alcuni pirometri commerciali, di tipo single-band, prevedono l'impostazione della concentrazione di soot per la corretta elaborazione del segnale misurato. Recentemente, si è diffusa una nuova generazione di pirometri ottici multi-band (o multi-color) che cercano di superare le incertezze nella misura dipendenti dalla variazione dell'emissività, mediante opportune metodologie di calcolo.

Tenendo presente le conclusioni del report n.1, questa fase dell'indagine sulla caratterizzazione termica delle fiamme avrà come oggetto gli spettri termici delle fiamme ricche di particolato incandescente. Ciò offre una soluzione alternativa e più facilmente percorribile rispetto a quella basata sull'indagine degli spettri molecolari. Vi sono, tuttavia, alcuni aspetti tecnici riscontrabili sul campo che potrebbero limitare l'efficacia di questo secondo approccio soprattutto in relazione all'applicazione prevista dal committente.

Il report n.2 è strutturato come segue:

- paragrafo 1: richiami ai fondamenti teorici, alle definizioni di base e ai fondamenti metodologici della termometria ottica.
- paragrafi 2 e 3: ricerca e messa a punto di uno standard di riferimento per le misurazioni ottiche di temperatura.
- paragrafi 4-6: risultati sperimentali ottenuti e confronto con lo standard di riferimento.
- paragrafi 7-9: problematiche connesse alla non uniformità di temperatura e di concentrazione del soot, nonché alle variazioni temporali di queste quantità.
- paragrafo 10: ulteriori dati e analisi
- paragrafo 11: conclusioni
- Bibliografia

1. Cenni di termometria ottica con metodiche di calibrazione

La densità spettrale dell'energia e.m. emessa da un corpo nero in equilibrio termico alla temperatura T è data dall'equazione di Planck [1]

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_b T} - 1} \quad (1.1)$$

che espressa in funzione della lunghezza d'onda diventa:

$$\eta(\lambda) = 8\pi^2 \frac{hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_b T} - 1} \quad (1.2)$$

dove è stata eseguita la trasformazione $\rho(\omega)d\omega \rightarrow \eta(\lambda)d\lambda$. L'intensità della radiazione di frequenza ω uscente dalla superficie del corpo nero nella direzione ortogonale ad essa risulta:

$$I(\omega) = \frac{c}{4\pi} \rho(\omega) \quad (1.3)$$

In radiometria, l'intensità espressa dalla equazione (1.3) prende il nome di *radianza spettrale* (solitamente indicata con il simbolo L_ν) e nel SI ha unità $W sr^{-1} m^{-2} Hz^{-1}$ [2]. La radianza spettrale nella forma [3]:

$$I(\lambda) = \frac{c}{4\pi} \eta(\lambda) \quad (1.4)$$

ha unità $W sr^{-1} m^{-3}$ (solitamente indicata con il simbolo L_λ). L'integrazione su un angolo piatto della (1.4) introduce un ulteriore fattore π ottenendo così una variazione sulla definizione di radianza spettrale, talvolta indicata come $M(\lambda)$ (*emittanza radiante spettrale*) [3]. L'integrazione di $M(\lambda)$ sulle lunghezze d'onda fornisce la *emittanza radiante* M ($W m^{-2}$). L'emittanza radiante del corpo nero, integrata su tutto lo spettro, è stabilita dalla legge di Stefan-Boltzmann [1]

$$M = \sigma T^4 \quad (1.5)$$

dove la costante di Stefan-Boltzmann vale $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$. L'equazione (1.5) fornisce l'energia totale irradiata dall'unità di superficie di un corpo nero alla temperatura assoluta T .

E' evidente che, raccogliendo con un bolometro l'energia raggianti emessa dal corpo nero, usando la (1.5) si risale immediatamente alla temperatura cercata. Oggi esistono vari sistemi radiometrici (microbolometri, fotorivelatori ecc.) che consentono questo tipo di misure. Tuttavia, in generale, la pratica delle misurazioni termometriche non è così diretta come sopra descritto. In primo

luogo, l'integrazione consentita dagli usuali dispositivi di rivelazione copre solo una finestra spettrale più o meno grande, ossia viene misurata la quantità (a meno di fattori geometrici) [3]

$$S(T) = L_{\lambda_1, \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L(\lambda) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda) d\lambda \quad (1.6)$$

Di conseguenza, per determinare la temperatura T dalla (1.6) è necessario effettuare numerosi calcoli procedendo in modo iterativo con delle soluzioni approssimate. In alternativa, si risale al valore di temperatura utilizzando tecniche basate su una modifica empirica della legge di Stefan -Boltzmann o di Planck. Ad esempio, disponendo di un adeguato rivelatore che operi in un intervallo $[\lambda_1, \lambda_2]$ $\lambda_2 - \lambda_1 \ll \lambda_1$, al posto della (1.6) possiamo scrivere $S(T) \approx L(\lambda_c) \Delta\lambda$ dove λ_c è il valore centrale dell'intervallo spettrale considerato. Pertanto, a meno di fattori di conversione, la temperatura può essere dedotta usando la (1.4), cioè

$$S(T) = \frac{C}{\lambda_c^5} \frac{\Delta\lambda}{\exp(hc/k_B T \lambda_c) - 1} \quad (1.7)$$

dove C raccoglie le costanti.
Infine dalla (1.7) si ottiene [4]

$$T = \frac{hc}{k_B \lambda_c} \frac{1}{\ln\left(\frac{C \Delta\lambda}{\lambda_c^5 S(T)} + 1\right)} \quad (1.8)$$

Per intervalli di estensione non trascurabile, sono utilizzate delle varianti empiriche della (1.7) nella forma [5]

$$S(T) = \frac{C_1}{\exp(hc/k_B T \lambda^*) - 1} \quad (1.9)$$

con

$$\lambda^* = A + \frac{B}{T} \quad (1.10)$$

dove A e B sono opportune costanti di calibrazione.

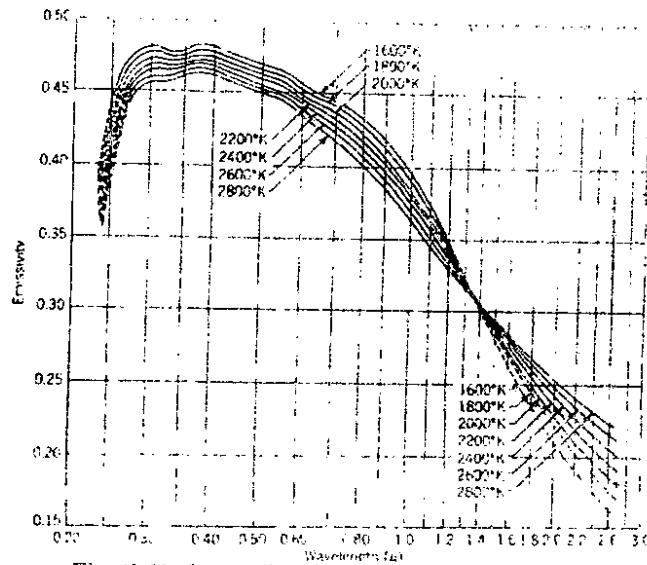


Fig. (1.1): Curve di emissività del tungsteno [7]

Su pirometri ottici di origine commerciale sono, spesso, dichiarate precisioni nella determinazione della temperatura di un oggetto dell'ordine di pochi gradi centigradi su un migliaio. Tuttavia, mentre la precisione della determinazione della temperatura dipende esclusivamente dalle proprietà intrinseche dello strumento utilizzato, la sua attendibilità dipende dalla validità della calibrazione strumentale [3].

Sotto questo aspetto, la termometria ottica presenta la sua maggiore criticità dovuta, principalmente, alle proprietà degli emettitori termici reali che si discostano da quelle ideali del corpo nero. Ad una data temperatura, tali deviazioni vengono descritte dal valore dell'emissività del materiale al variare della lunghezza d'onda $\varepsilon(\lambda)$. Infatti, la termodinamica di equilibrio stabilisce che l'emittanza di un corpo reale (corpo grigio) è [1]

$$L_r(\lambda) = \varepsilon(\lambda) L(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \frac{c}{4\pi} \eta(\lambda) \quad (1.11)$$

A titolo di esempio, in Fig. (1.1) sono mostrate le curve di emissività del tungsteno a varie temperature. In seguito, faremo uso di queste curve per l'opportuna elaborazione dei dati raccolti in laboratorio da lampade calibrate.

In conseguenza della (1.11), la discussione precedente sulla termometria ottica deve essere applicata alla quantità $L_r(\lambda)/\varepsilon(\lambda)$: ciò richiede, evidentemente, la necessità di utilizzare nella procedura di elaborazione dei dati, la corretta emissività del materiale che si sta indagando. Perciò, l'attendibilità del risultato ottenuto dipende dalla bontà dell'approssimazione usata per trattare $\varepsilon(\lambda)$. Al riguardo, in molti casi (soprattutto nella mappatura termica delle superfici) si fa riferimento a tabelle di calibrazione che propongono dei valori di emissività costanti in prestabiliti intervalli spettrali operativi [6].

Per aggirare il problema della variazione dell'emissività, in funzione della lunghezza d'onda, vengono realizzati dei pirometri che funzionano su due o più bande ottiche per cui, effettuando i rapporti delle emittanze registrate in due differenti bande elimina o per meglio dire riduce, l'importanza

del contributo dovuto alla variazione dell'emissività stessa [8]. Ciò è vero se si può assumere che questa sia indipendente (o dipenda molto debolmente) da λ . In realtà, questa tecnica dà risultati considerati accettabili (naturalmente dipende dalla richiesta di accuratezza) solo in pochi casi [8].

In linea di principio, si può migliorare l'accuratezza della determinazione termica utilizzando procedure più evolute che elaborano opportuni modelli di emissività [9,10] a parametri liberi da stabilirsi con procedure standard di fit [10]. Ad esempio, i dati di partenza del procedimento di inversione numerica possono essere utilizzati nelle eqq. (1.7) e (1.11) per ognuna delle m bande considerate, ossia:

$$S_i(T) = \varepsilon(\lambda_i) \frac{C}{\lambda_i^5} \frac{\Delta\lambda_i}{\exp(hc/k_B T \lambda_i) - 1} \quad (1.12)$$

da cui, nell'approssimazione (talvolta detta di Wien) che trascura l'unità rispetto all'esponenziale, abbiamo:

$$\ln[\lambda_i^5 S_i(T) / C \Delta\lambda_i] = \ln[\varepsilon(\lambda_i)] - hc / k_B T \lambda_i \quad (1.13)$$

In base alla (1.13), si può implementare un calcolo dei minimi quadrati con valori attuali noti $g_i = \ln[\lambda_i^5 S_i(T) / C \Delta\lambda_i]$, mediante il quale adattare il modello di emissività impostato nella forma

$$\varepsilon(\lambda_i) = \exp \left[\sum_{j=0}^{m-2} \alpha_j \lambda_i^j \right] \quad (1.14)$$

che introduce $m-1$ parametri liberi. L'ultimo parametro libero, ossia $\alpha_{m-1} = hc/T$, è quello da cui si ricava la temperatura. Il metodo dei minimi quadrati minimizza la forma [9]

$$F(\alpha_0, \dots, \alpha_{m-1}) = \sum_{i=0}^{m-1} \left(g_i - \sum_{j=0}^{m-2} \alpha_j \lambda_i^j + \alpha_{m-1} / \lambda_i \right)^2 \quad (1.15)$$

Il limite della tecnica multibanda è che, in caso di forte dipendenza dell'emissività dalla lunghezza d'onda, una accurata determinazione della temperatura richiede di considerare un grande numero di parametri rendendo il procedimento di inversione alquanto instabile e fortemente condizionato dalle fluttuazioni [8].

Un procedimento alternativo per la misura della temperatura di un bersaglio è basato sulla misura di riflettività o assorbività dell'oggetto considerato [4,11]. Assumendo che il materiale colpito da un raggio laser sia opaco a quella lunghezza d'onda, l'energia del fascio incidente può solamente essere riflessa o assorbita. Se W_r è l'energia della luce riflessa e W_i l'energia incidente sul bersaglio, l'energia assorbita risulta:

$$W_A = W_I - W_r.$$

Ora si può definire l'assorbitività come:

$$a = W_A / W_I = 1 - W_r / W_I = 1 - r \quad (1.16)$$

dove si è indicato con r la riflettività del materiale. Poichè, come stabilito dalla legge di Kirchhoff, all'equilibrio termico l'emissività è uguale all'assorbitività, la (1.16) può essere utilizzata nella determinazione della temperatura secondo le eqq. (1.7) e (1.11). Questa tecnica, semplice in linea di principio, è limitata, tuttavia, alla determinazione di temperatura di superfici sufficientemente lisce in quanto tiene conto solo la componente della luce riflessa specularmente e non di quella diffusa [12].

Poichè nella pratica spettrometrica si misura il flusso di fotoni piuttosto che l'energia da essi trasportata, l'equazione richiesta per il fit dei dati sperimentali, a meno di un fattore di conversione, ha la forma:

$$I(\omega) = \frac{c}{4\pi} \frac{\rho(\omega)}{\hbar\omega} \quad (1.17)$$

In funzione della lunghezza d'onda, inglobando tutte le costanti in un fattore di conversione G , abbiamo:

$$I(\lambda) = \frac{G}{\lambda^4} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad (1.18)$$

Di conseguenza, all'equilibrio termico l'intensità della radiazione emessa da un corpo grigio è:

$$I_{cg}(\lambda) = \varepsilon(\lambda) I_{cn}(\lambda) \quad (1.19)$$

Vale la pena tenere presente che nel caso del soot l'emissività è alquanto vicina all'unità (circa 0.95) su tutto il range spettrale di nostro interesse. Comunque, tenuto conto che in molti casi l'emissività varia piuttosto lentamente con la lunghezza d'onda, è possibile fare a meno della conoscenza di questa proprietà, usando delle opportune procedure in intervalli spettrali relativamente piccoli. Come vedremo, queste procedure si ispirano a metodologie già presenti nella pratica della termometria ottica (peraltro ovvie) di cui si è discusso nel paragrafo precedente.

Una diversa impostazione del problema che non richiede formalmente la conoscenza della funzione di trasferimento del sistema di rivelazione utilizzato, considera il rapporto degli spettri da analizzare rispetto ad uno spettro di riferimento di cui è nota la temperatura associata. Infatti, effettuando il rapporto di spettri corrispondenti a due diverse temperature, si ottiene:

$$I_{T_1}(\lambda) / I_{T_2}(\lambda) = \frac{e^{hc/\lambda k_B T_2} - 1}{e^{hc/\lambda k_B T_1} - 1} \left[e^{(hc/\lambda k_B)(1/T_2 - 1/T_1)} \right] \quad (2.4)$$

che è sufficientemente accurata per intervalli spettrali relativamente piccoli in cui la emissività può essere ritenuta costante..

A scopo preparatorio, per le successive determinazioni ottiche della temperatura di corpi incandescenti, sono state portate a termine una serie di misure spettrometriche su un nastro incandescente di tungsteno della lampada calibrata OSRAM mod. Wi 14.

La tracciatura della calibrazione indicava che la temperatura del nastro incandescente della lampada si portava a 2400 K con un'alimentazione della lampada in continua a 4.3 V ed un assorbimento corrispondente di 13.9 A

2. Emissione del tungsteno incandescente: regione spettrale 300-800 nm

Come primo esempio di studio di corpo grigio, si riportano i dati e le analisi degli spettri ottenuti da alcune lampade di calibrazione.

In Fig. (2.1) è riportata dalla letteratura la curva di emissività nell'intervallo spettrale 300-800 nm, di una lampada con filamento di tungsteno portato alla temperatura di 2400 K [7,13]

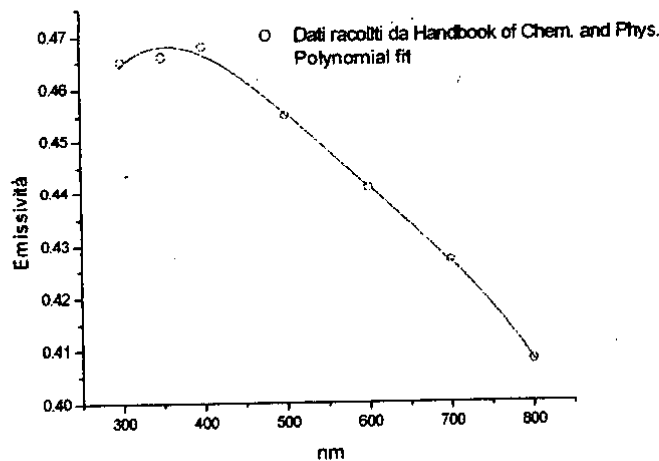


Fig. (2.1): Emissività Tungsteno $T=2400$ K. I dati di riferimento sono estratti da [7,13]

La Fig. (2.2) mostra gli spettri di emissione incandescente emessi dalla nostra lampada di calibrazione OSRAM Wi 14 alimentata con correnti variabili tra 8 e 13.7 A (13.7 A è la corrente per lo standard di calibrazione pari a 2400 K) raccolti da un PMA Hamamatsu (300-800 nm) allineato alla sorgente.

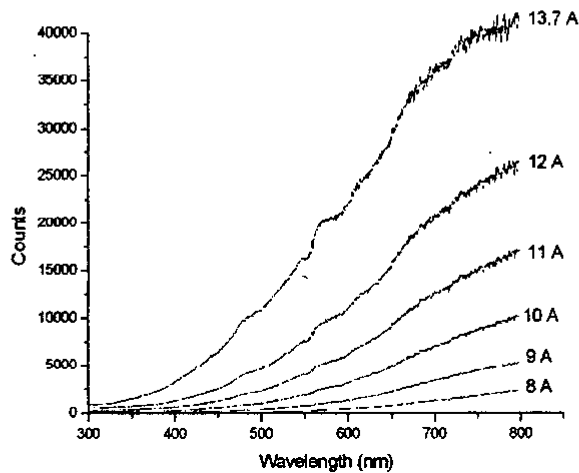


Fig. (2.2): Spettri da lampada al tungsteno alimentata con diversi valori di corrente.
 Gli spettri non sono corretti per la risposta spettrale del sistema ottico

Il rapporto tra la curva sperimentale 13.7 A (Fig. 2.2) e quella teorica (Fig. 2.1) corrispondente a 2400 K, fornisce la correzione che deve modulare gli spettri (funzione di trasferimento del PMA). Nelle Figs. (2.3) e (2.4) sono mostrate le analisi degli spettri di emissione della lampada alimentata a 9 e 10 A. Da essi mediante si ricavano, rispettivamente, le temperature $T_{9A} = 1840 \pm 1$ K e $T_{10A} = 2004 \pm 1$ K ottenute dopo reiterazione del calcolo della (2.19) con le appropriate correzioni di corpo grigio.

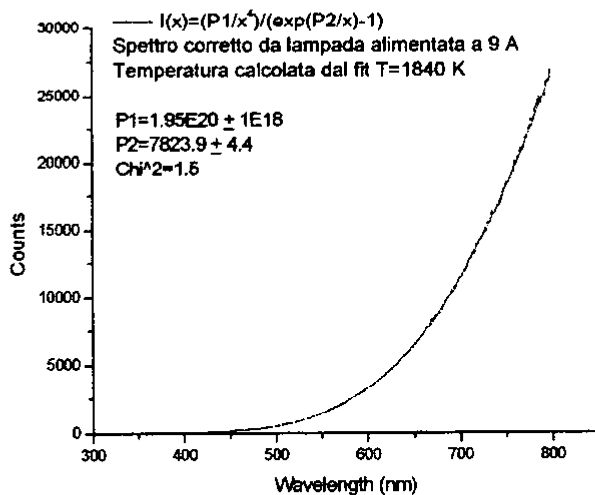


Fig. (2.3): Spettro di incandescenza dalla lampada di calibrazione alimentata 9 A.
 Lo spettro è corretto per la risposta spettrale del sistema ottico.

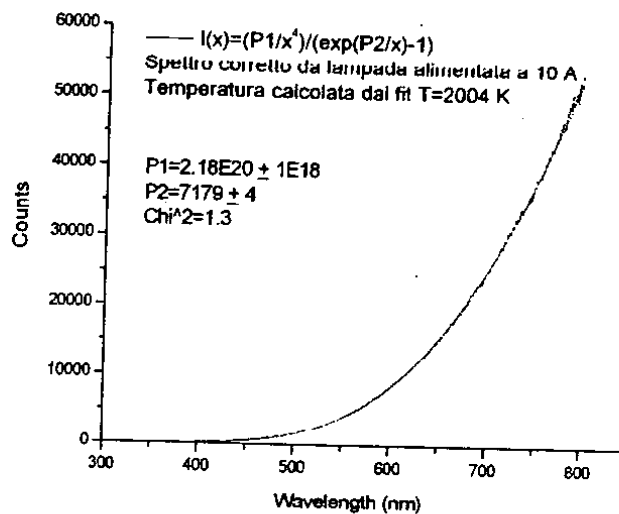


Fig. (2.4): Spettro di incandescenza dalla lampada di calibrazione alimentata 10 A
 Lo spettro è corretto per la risposta spettrale del sistema ottico.

Gli spettri del filamento a 9A e 10 A saranno dei riferimenti utilizzati nel proseguo di questo lavoro.

3. Emissione del tungsteno incandescente: regione spettrale 800-1050 nm

L'analisi dell'incandescenza nella regione spettrale 300-800 nm presenta aspetti positivi in quanto la prevalenza del fattore esponenziale, induce variazioni di intensità in funzione della temperatura tanto più marcate quanto più piccola è la lunghezza d'onda considerata. Tuttavia, in quella data regione spettrale si incontrano grossi limiti dovuti all'inquinamento luminoso ed al basso rapporto segnale rumore, soprattutto per temperature relativamente basse.

Da queste considerazioni sembrerebbe più conveniente la caratterizzazione termica di corpi incandescenti nella regione spettrale dell'infrarosso dove può essere riproposto il tipo di analisi visto in precedenza. In realtà, anche questa scelta, nonostante sia quella più seguita dalla tecnologia della termometria ottica commerciale, non è esente da pesanti controindicazioni dovute, ad esempio, dall'assorbimento atmosferica e dalla relativa bassa sensibilità dei rivelatori utilizzabili.

Come primo esempio di indagine nel vicino infrarosso, è stato utilizzato uno spettrometro BWTEK 800-1100 nm per la raccolta degli spettri di incandescenza prodotta dalla lampada di calibrazione. Alcuni degli spettri significativi, non corretti per la risposta spettrale dell'apparato sperimentale, sono mostrati in Fig. (3.1).

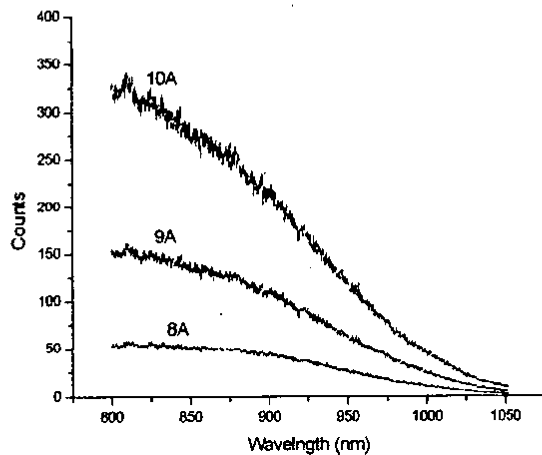


Fig. (3.1): Spettri di incandescenza ottenuti da una lampada di calibrazione in diverse condizioni di alimentazione. Gli spettri non sono corretti per la risposta spettrale del sistema ottico

Si può notare l'effetto del rapido decremento di sensibilità dei rivelatori CCD al silicio al crescere della lunghezza d'onda. Al riguardo, si fa presente che alla temperatura di 2000 K il massimo dello spettro di Planck è atteso intorno a $1.45 \mu m$.

Utilizzando la (2.4) in cui come riferimento lo spettro della lampada a 9A (T0 1840 K) ed effettuando i rapporti normalizzati tra gli spettri, si arriva a costruire i grafici di mostrati in Fig. (3.2).

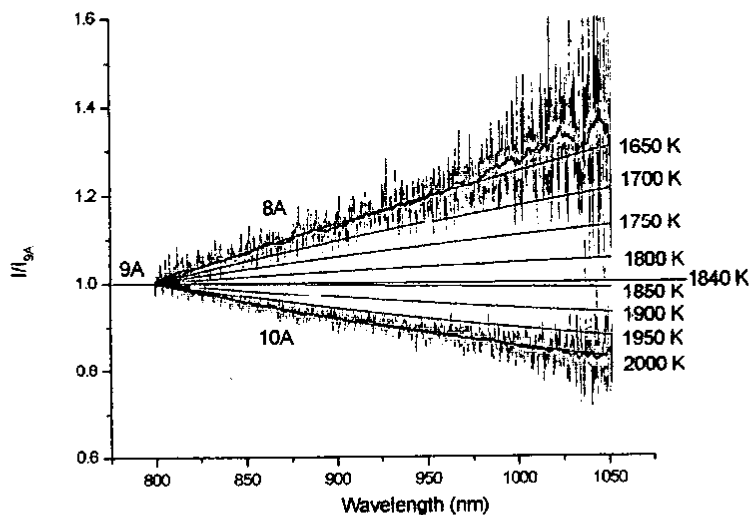


Fig. (3.2): Grafici di confronto degli spettri. Lo spettro di riferimento è quello a $T=1840$ K

di emissività nel breve intervallo spettrale considerato molto simile, la relativa correzione diventa irrilevante. Le curve tracciate in nero sono il risultato dello smoothing calcolato mediante le medie sui 50 punti vicini. Il confronto con le curve di riferimento mostra che le temperature dei filamenti sono intorno a 1650 K e 2000 K, rispettivamente, per alimentazione con 8 A e 10 A.

Una determinazione più precisa può essere ottenuta mediante fit sui dati sperimentali dell'equazione (1.17) opportunamente normalizzata:

$$F(\lambda) = N e^{(hc/\lambda k_B)(1/T_{REF} - 1/T)} \quad (3.1)$$

Si noti che il fattore di normalizzazione N viene lasciato come parametro libero. Ciò è consigliabile in quanto, causa le fluttuazioni dei dati sperimentali, la normalizzazione dei rapporti spettrali non può essere effettuata con la dovuta accuratezza. Applicando la (3.1) all'analisi della curva associata alla temperatura maggiore si ottiene $T = 2004 \pm 2 K$.

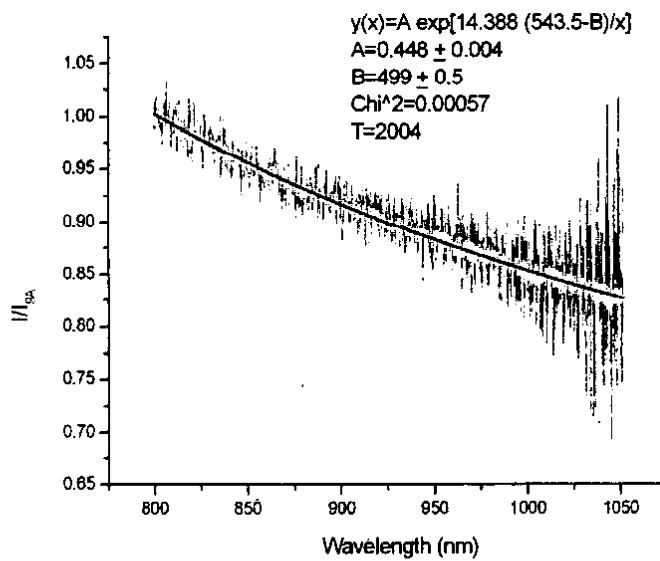


Fig. (3.3): Analisi termica dell'incandescenza della lampada alimentata con 10 A di corrente.

Invece, nel caso della curva associata alla temperatura inferiore (Fig. 3.4) si ottiene una temperatura $T = 1652 \pm 2 K$, tenendo presente che nella regione delle maggiori lunghezze d'onda i dati medi presentano una elevata escursione rispetto a quelli attesi, si è ritenuto opportuno effettuare i calcoli in un intervallo spettrale limitato superiormente a 975 nm

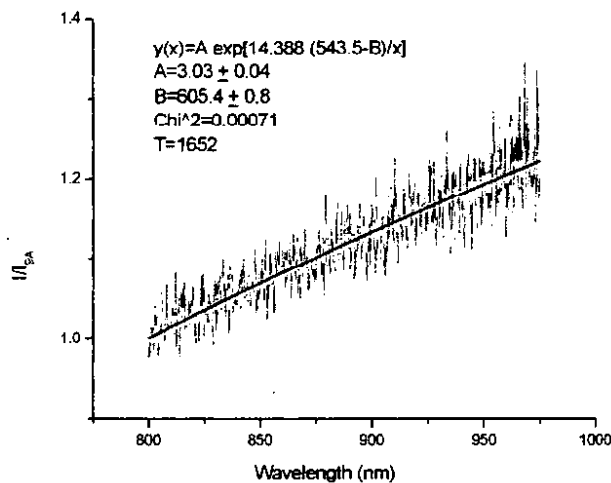


Fig. (3.4): Analisi termica dell'incandescenza della lampada alimentata con 9 A di corrente.

Un'altro aspetto rilevabile nei rapporti degli spettri registrati è che la fluttuazione relativa statistica, che indichiamo genericamente come $1/\sqrt{f_i}$ dove f_i è il numero di conteggi del canale i -esimo, è dominata da quella dello spettro a temperatura più bassa. Ciò implica che man mano che ci si allontana dalla temperatura di riferimento più alta si ottengono delle curve maggiormente affette da fluttuazioni. Queste, tra l'altro, evidenziano maggiormente alcune caratteristiche locali di risposta spettrale non sufficientemente curate dall'operazione di rapporto (Fig. 3.4)

4. Emissione di fiamma: temperatura media e "temperatura efficace".

Finora l'attenzione è stata dedicata alle metodiche per la determinazione della temperatura di un oggetto in equilibrio termico stazionario con l'ambiente circostante (emissione del tungsteno incandescente). Prima ancora degli aspetti tecnologici e metodologici della rilevazione della temperatura di un sistema dinamico quale una fiamma, occorre definire quale tipo di campionamento dei segnali può essere utile per ottenere le informazioni significative sulle caratteristiche dell'oggetto di indagine.

Così riguardo all'uso di pirometri commerciali, pensati per misure locali con alta velocità di campionamento, ci si può ragionevolmente chiedere quanto le rilevazioni ottenute siano rappresentative della "vera" temperatura di una fiamma campione e, soprattutto, quanto questa sia indicativa per una fiamma industriale a carattere turbolento. Se, d'altra parte, si considerassero delle termocamere, progettate per consentire la mappatura termica di regioni estese a temperatura non uniforme, si incorrerebbe nell'arduo problema di determinare con ragionevole accuratezza la mappa di emissività della fiamma turbolenta. Anche l'analisi spettrale applicata a spettri raccolti da una regione estesa, non termicamente uniforme, ha delle limitazioni, in quanto la radianza spettrale complessiva non può essere analizzata correttamente con l'applicazione diretta della (1.4).

In mancanza di qualsiasi riferimento nella bibliografia attualmente disponibile, si è reso necessario introdurre una terminologia specifica per meglio descrivere analiticamente i processi fisici coinvolti. In questo contesto verrà introdotto il concetto di *temperatura efficace* come quel valore di temperatura che, inserita nell'equazione di Planck, eventualmente corretta per l'emissività, o in un modello da essa derivato, consenta la migliore rappresentazione analitica dei dati sperimentali.

Da un punto di vista metodologico si possono individuare due processi limite di combustione caratterizzati da proprietà diffusive laminari o turbolente

5. Fiamma diffusiva laminare.

Le caratteristiche di una fiamma diffusiva laminare sono ben rappresentate da una fiamma di candela paraffinica. La temperatura della fiamma di una candela causa l'evaporazione delle molecole organiche che, nella regione di combustione, acquistano sufficiente energia per innescare reazioni esotermiche che si autosostengono. Non avendo premiscelazione, il flusso naturale di comburente (ossigeno dell'aria) da solo non consente la totale combustione delle molecole organiche. Per questa ragione, la fiamma si arricchisce di particelle carboniose che diventano incandescenti. La distribuzione spaziale della temperatura non é uniforme e alla regione più estesa viene attribuita una temperatura dell'ordine di 1500 K. Tuttavia sono possibili punti caldi (hot spots) con temperature che possono arrivare a circa 1700 K.

La Fig. 5.1 mostra gli spettri raccolti da due zone differenti di una fiamma (tempo di accumulazione 100 ms), quella centrale e quella apicale. Le Figg. 5.2-5 riportano gli stessi spettri in normalizzati allo spettro di riferimento alla temperatura di 1840 K. Gli inserti nelle figure mostrano anche i risultati delle analisi termiche da cui si evincono le temperature di $T = 1563 K \pm 8K$ per la regione apicale e $T = 1656 K \pm 4K$ per quella centrale. Sono state effettuate le analisi anche sui dati sottoposti a smoothing (smoothing semplice ottenuto come media dei primi 20 vicini). I risultati dei procedimenti di fit restano sostanzialmente inalterati

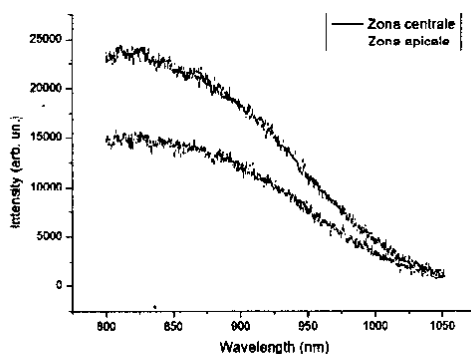


Fig. (5.1): Spettri raccolti da una fiamma di candela.
Gli spettri non sono corretti per la risposta spettrale del sistema ottico.

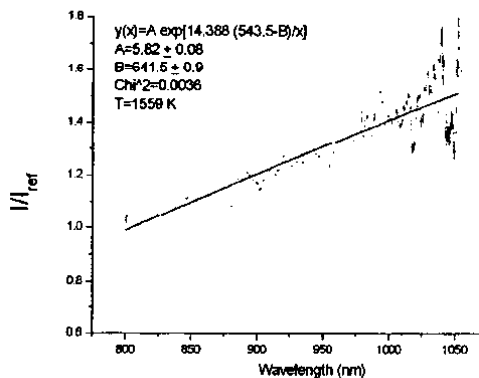
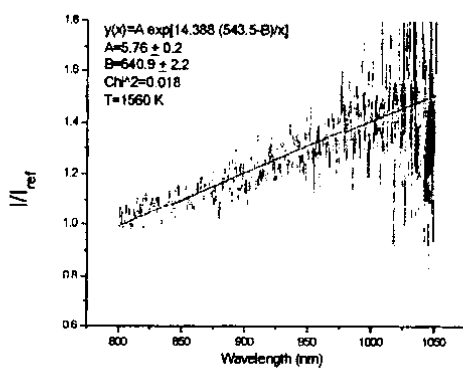
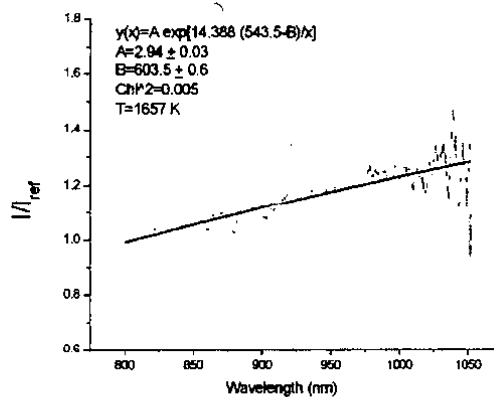
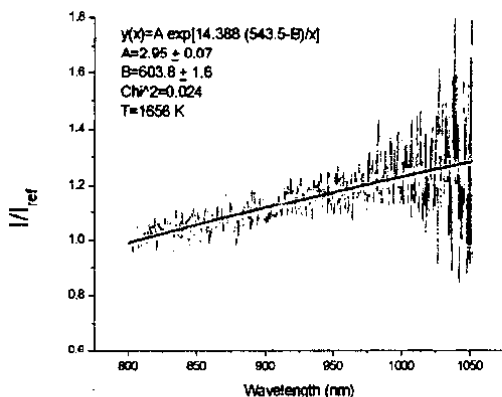
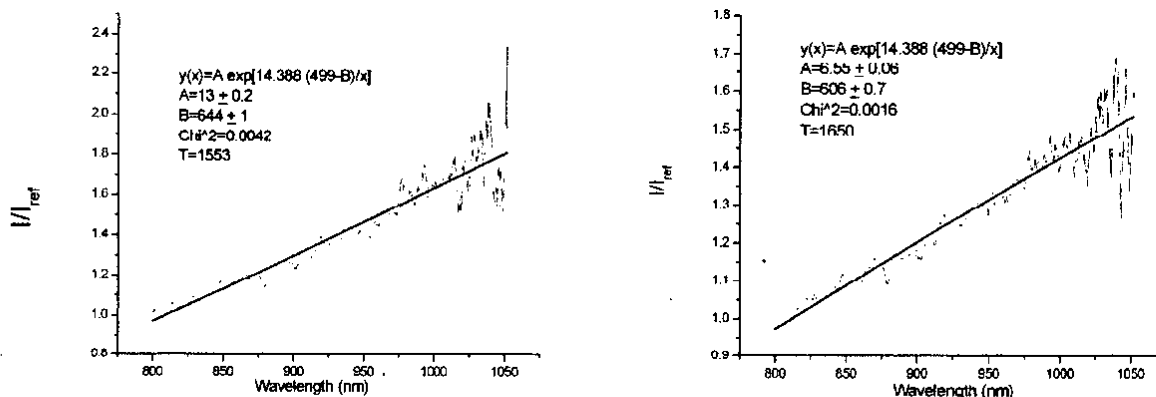


Figure 5.2-3. Spettro della regione apicale della fiamma rapportato allo spettro di riferimento a 1.840 K. L'analisi termica dei dati di Fig. (5.2) indica una $T = 1.560 \pm 5$ K. L'analisi termica fatta sugli stessi dati sottoposti a smoothing Fig. (5.3) non mostra un cambiamento significativo della temperatura stimata $T = 1.559 \pm 3$ K.



Figs. (5.4-5): Spettro della regione centrale della fiamma rapportato allo spettro di riferimento a 1840 K. L'analisi termica dello spettro mostra che $T = 1.656 \pm 4$ K. L'analisi termica fatta sugli stessi dati sottoposti a smoothing Fig. (5.3) non mostra un cambiamento significativo della temperatura stimata $T = 1.657 \pm 2$ K.

Come ulteriore controllo è stata fatta l'analisi termica degli spettri normalizzati allo spettro di riferimento a 2004 K (vedi paragrafo 3). I risultati, riportati nelle Figs. (5.6-7) confermano sostanzialmente le analisi precedenti: $T = 1553 K \pm 3K$ per la zona apicale e $T = 1650 K \pm 2K$ per la zona centrale.



Figs. (5.6-7): Spettro della regione centrale della fiamma rapportato allo spettro di riferimento a 2004 K. L'analisi termica fatta sui dati sottoposti a smoothing mostra che nella zona apicale $T = 1.553 \pm 3$ K. e nella zona centrale $T = 1.650 \pm 2$ K.

6. Fiamma diffusiva turbolenta.

Le caratteristiche di una fiamma diffusiva turbolenta sono ben rappresentate dalla combustione prodotta da una torcia butano/aria funzionante in condizioni di minimo flusso d'aria consentito (Fig. 6.1). Diversamente da quanto considerato nel Report 1, in questo caso la regolazione d'aria è tale da favorire la comparsa di soot. Pertanto, la fiamma presenta una regione blu, non incandescente, e una regione gialla caratterizzata da una significativa quantità di particolato carbonioso incandescente. Durante le misure (tempi di accumulazione 100 ms), causa fluttuazioni di flusso, sono state osservate significative oscillazioni nella forma della fiamma che potrebbero, indicativamente, riprodurre le condizioni di una torcia di un camino industriale. Ad esse corrispondono le oscillazioni di temperatura riconoscibili dagli spettri raccolti in diversi momenti di una sequenza di misurazioni fatte a puntamento fisso (Fig. 6.2).

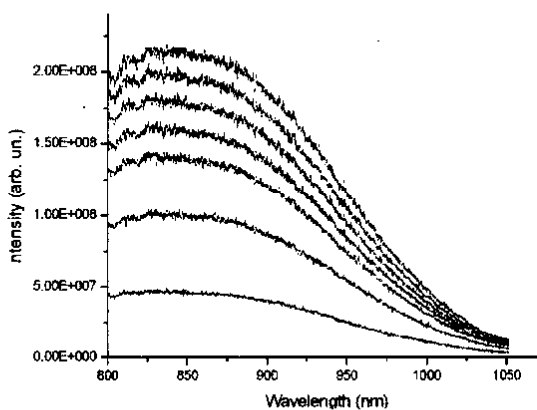
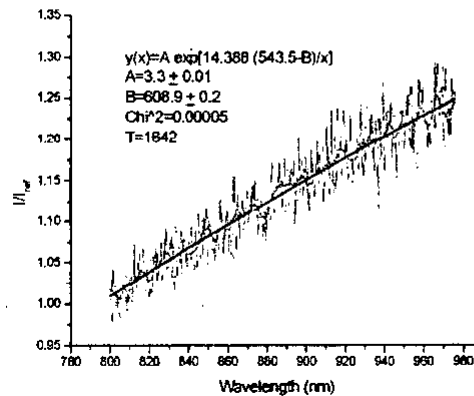
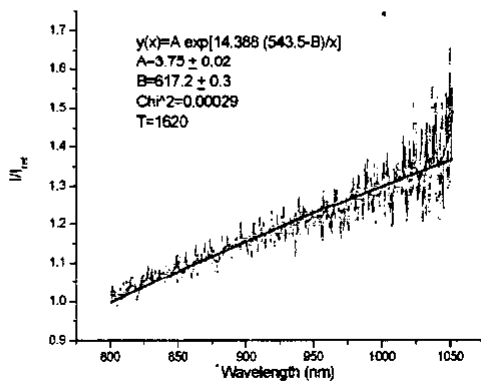


Fig. (6.1): Torcia utilizzata nelle misure di laboratorio. Fig. 6.2. Spettri del particolato incandescente della fiamma raccolti in diversi momenti con puntamento fisso. Gli spettri non sono corretti per la risposta spettrale dello strumento.



Figs. (6.3-4). Analisi termica di uno degli spettri registrati (smoothing 20 punti vicini; spettro riferimento: tungsteno 1840 K). L'analisi termica sull'intervallo spettrale ridotto -Fig. (6.4)- fornisce la temperatura $T = 1.642 \pm 1$ K da confrontarsi con il valore $T = 1.620 \pm 1$ K ottenuto dall'analisi su tutto l'intervallo spettrale della registrazione.

Dall'analisi termica degli spettri è stata dedotta la Tabella 6.1 (smoothing 20 punti vicini; spettro riferimento: tungsteno 1840 K). Le temperature T1 fanno riferimento al fit eseguito su tutto l'intervallo spettrale delle registrazioni. Le temperature T2 fanno riferimento ad un intervallo spettrale 800 -975 nm, che esclude quella parte di spettro in cui, causa un basso rapporto segnale rumore, possono essere introdotti degli artefatti.

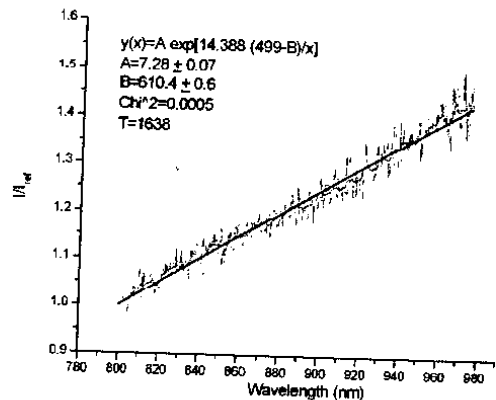
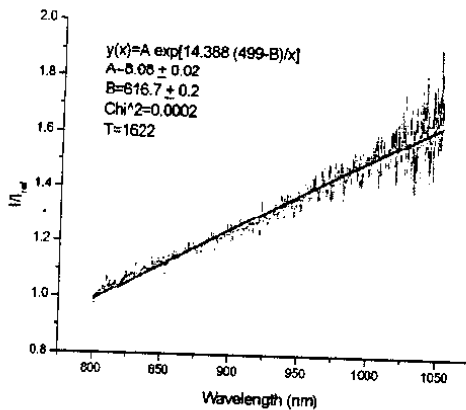
	T1 (K)	T2 (K)
1	1620±1	1642±1
2	1606±1	1634±1
3	1594±1	1623±1
4	1628±1	1650±1
5	1615±1	1639±1
6	1587±1	1610±1
7	1621±1	1644±1

Tabella 6.1. Analisi termica degli spettri mostrati nella Fig. (6.2) con smoothing dei 20 punti vicini. Lo spettro di riferimento è quello del tungsteno a 1840 K. Le temperature T1 e T2 fanno riferimento a due diversi intervalli spettrali considerati nei fit.

In tabella 6.2 sono riportate le analisi termiche fatte considerando lo spettro di riferimento del tungsteno a 2004 K. Nelle Figs. (6.5-6) sono riportate le analisi termiche del primo spettro nei due intervalli spettrali considerati.

	T1 (K)	T2 (K)
1	1622±1	1638±1
2	1613±1	1631±1
3	1600±1	1618±1
4	1627±1	1644±1
5	1620±1	1636±1
6	1592±1	1608±1
7	1623±1	1640±1

Tabella 6.2. Analisi termica degli spettri mostrati nella Fig. (6.2) con smoothing dei 20 punti vicini). Lo spettro di riferimento è quello del tungsteno a 2004 K. Le temperature T1 e T2 fanno riferimento a due diversi intervalli spettrali considerati nei fit.



Figs. (6.5-6): Analisi termica di uno degli spettri registrati (smoothing 20 punti vicini; spettro riferimento: tungsteno 2004 K). L'analisi termica sull'intervallo spettrale ridotto di Fig. (6.6) fornisce la temperatura $T=1638\pm 1K$ da confrontarsi con il valore $T=1622\pm 1K$ ottenuto dall'analisi su tutto l'intervallo spettrale della registrazione di Fig. (6.5).

7. Modellizzazione di una fiamma turbolenta.

Inizialmente supponiamo che la distribuzione spaziale di concentrazione del soot sia uniforme rimandando al prossimo paragrafo la modellizzazione della concentrazione non uniforme. Inoltre, supponiamo che sia $a(T)$ una funzione proporzionale all'area della regione della mappa termografica che corrisponde alla temperatura T . Ne segue che la *temperatura media* pesata secondo le aree è

$$T_{M} = \frac{1}{A} \int_{T_1}^{T_2} a(T) T dT \quad (7.1)$$

dove gli estremi di integrazione indicano i limiti dell'intervallo termico interessato (in teoria da 0 a ∞) e

$$A = \int_{T_1}^{T_2} a(T) dT \quad (7.2)$$

Per comodità, in seguito faremo riferimento a funzioni normalizzate, ossia con $A=1$. Su questa base, in approssimazione di Wien, lo spettro osservato ha la forma:

$$F(\lambda) = G(\lambda) \int_{T_1}^{T_2} a(T) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) dT \quad (7.3)$$

dove $G(\lambda)$ è un fattore indipendente dalla temperatura (può essere facilmente dedotto dalle equazioni già discusse nel paragrafo 1). Usiamo il simbolo T^* per indicare una temperatura compresa tra gli estremi dati e riscriviamo la (7.3) come segue

$$F(\lambda) = G(\lambda) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T^*}\right) \int_{T_1}^{T_2} a(T) \exp\left[-\frac{hc}{k_B \lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T^*}\right)\right] dT \quad (7.4)$$

Supponiamo ora che l'osservazione fatta sulla fiamma riguardi una regione con escursione termica molto ristretta, in cui valga $T_2 - T_1 \ll T_1$, così che sia ammessa la linearizzazione

$$F(\lambda) = G(\lambda) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T^*}\right) \left[1 - \frac{1}{T^{*2}} \frac{hc}{k_B \lambda} \int_{T_1}^{T_2} a(T)(T^* - T) dT\right]$$

La funzione spettrale così trovata si avvicina tanto più alla curva di Planck di temperatura T^* quanto più l'integrale al secondo membro si approssima allo zero. In tal caso,

$$T^* = \int_{T_1}^{T_2} a(T) T dT = T_M$$

Da questo semplice esempio si capisce che la rappresentazione dello spettro raccolto dal rivelatore mediante la curva di Planck, eventualmente moltiplicata per un fattore correttivo, è accettabile solo per piccoli intervalli $[T_1, T_2]$. In generale, se T^* indica la temperatura efficace dello spettro, si trova che:

$$T^* \geq T_M$$

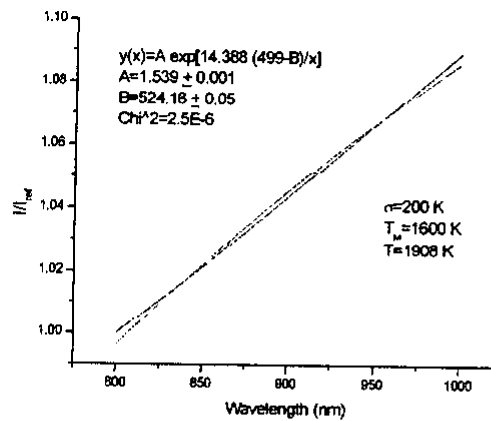
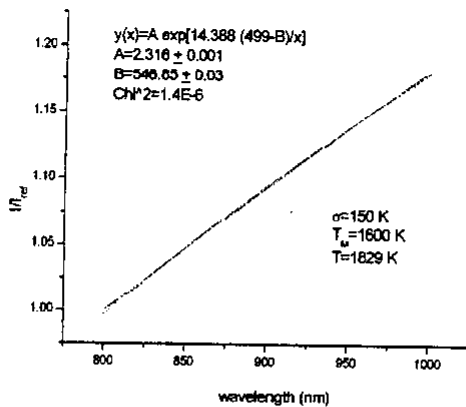
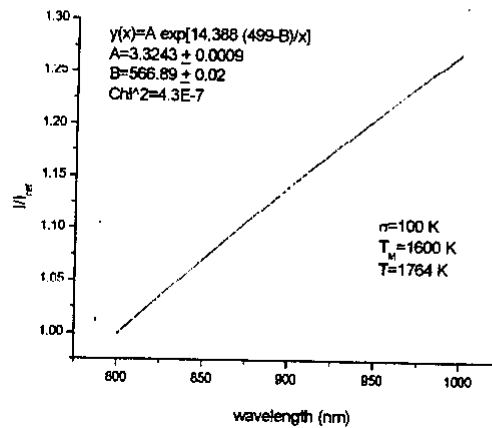
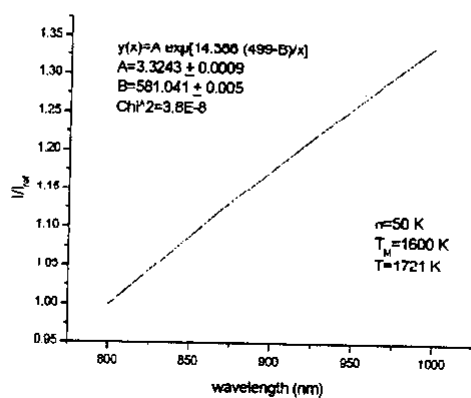
In caso di grande escursione termica della regione osservata, conviene procedere con dei modelli ad hoc per descrivere la distribuzione $a(T)$. A questo scopo, lo spettro normalizzato rispetto ad uno spettro di riferimento a temperatura T_{ref} , calcolato come

$$F_N(\lambda) = N \int_{T_1}^{T_2} a(T) \exp\left[-\frac{hc}{k_B \lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right] dT \quad (7.5)$$

dove si è indicato con N un fattore di normalizzazione, è stato analizzato utilizzando la distribuzione di tipo normale

$$a(T) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-(T - T_M)^2 / 2\sigma^2\right] \quad (7.6)$$

per vari valori di T_M e σ . Per meglio valutare l'effetto della larghezza della distribuzione sul valore della temperatura efficace, sono stati effettuati i calcoli per le distribuzioni centrate a $T_M = 1600 K$ con $\sigma = 50 K; 100 K; 150 K; 200 K$. Nei casi considerati, la temperatura di riferimento è stata posta a $T_{ref} = 2000 K$.



Figs. (7.1-4). Simulazioni di analisi termiche su distribuzioni di spettri costruiti secondo l'eq. (7.5)

Come ci si aspettava, i risultati dei fit mostrano chiaramente che la temperatura efficace si discosta tanto più da quella media quanto più larga è la distribuzione. Infatti, se prendiamo come riferimento la semilarghezza a metà altezza della distribuzione normale, ossia 1.18σ , si trova che il rapporto $T/(T_M+1.18\sigma)$ varia tra 1.026 e 1.038. E' evidente che al crescere della larghezza della distribuzione, la forma della curva di intensità si allontana sempre più da quella ideale dedotta dalla forma Planckiana. Come ulteriori esempi, in tabella (7.1) sono riportate le temperature efficaci dedotte dall'analisi di spettri costruiti usando distribuzioni con $\sigma = 150 K$ e con le temperature medie ivi indicate.

T_M (K)	T (K)	$T/(T_M + 1.18\sigma)$
1200	1457	1.058
1300	1545	1.046
1400	1637	1.038
1500	1731	1.032
1600	1829	1.029
1700	1930	1.028
1800	2028	1.025

Tabella 7.1. Temperature efficaci dedotte dall'analisi di distribuzioni di spettri costruiti secondo l'eq. (7.5) con $\sigma = 150 K$

8. Variazioni locali della temperatura e della concentrazione del soot.

Le analisi precedenti suggeriscono che, per avere una temperatura efficace che più si avvicini alla temperatura media, è opportuno mantenere piccola la porzione della fiamma osservata dal rivelatore. Tuttavia, la forte variabilità locale delle fiamme prodotte in camini industriali pone condizioni anche sul tempo di acquisizione degli spettri che, ovviamente, deve essere breve. Infatti, se la temperatura media istantanea in una data regione osservata è:

$$T_M(t) = \frac{1}{A} \int_{T_1}^{T_2} a(T,t) T dT \quad (8.1)$$

dove ancora si assume che la concentrazione sia costante e uniforme, la temperatura media locale nell'intervallo di tempo dell'osservazione è:

$$\langle T_M \rangle = \frac{1}{A} \int_{T_1}^{T_2} \langle a(T) \rangle T dT \quad (8.2)$$

Pertanto, in termini statistici, la media temporale della distribuzione di temperatura in una piccola porzione della fiamma turbolenta può essere trattata come una distribuzione relativa ad una regione più estesa, a seconda della durata del tempo di osservazione.

Una ulteriore complicazione del problema è dovuta al fatto che la concentrazione del soot non ha le proprietà ideali sopra considerate. Ovviamente, ciò è importante perchè la luce raccolta dai rivelatori è direttamente proporzionale al numero degli emettitori. Per chiarezza di linguaggio, supponiamo di poter trattare il problema proiettando la fiamma su una mappa bidimensionale, in ciascun punto della quale, all'istante t , sia possibile definire una funzione di concentrazione del soot $c(\mathbf{r}, t)$. Su questa base, le funzioni che pesano i contributi alla radianza spettrale registrata hanno la forma:

$$a(T,t) = \int_{\Sigma} \alpha(T, \mathbf{r}, t) c(\mathbf{r}, t) d^2\mathbf{r} \quad (8.3)$$

dove Σ è l'area della superficie osservata e $\alpha(T, \mathbf{r}, t)$ è una funzione che, all'istante t , ha valore α in tutti i punti in cui la temperatura è T . Di conseguenza

$$a(T,t) = \alpha \int_{\Sigma(T,t)} c(\mathbf{r}, t) d^2\mathbf{r} \quad (8.4)$$

dove $\Sigma(T, t)$ è l'area complessiva che comprende tutti i punti della fiamma aventi temperatura T all'istante t . E' evidente che, in questa nuova situazione, la temperatura media deve essere più propriamente definita come:

$$T_M(t) = \frac{\alpha}{\Gamma} \int_{T_1}^{T_2} \Sigma(T, t) T dT \quad (8.5)$$

dove $\Gamma = \alpha \int_{T_1}^{T_2} \Sigma(T, t) dT$. Per inserire i pesi (8.4) nella (8.5), introduciamo la quantità

$$\bar{c}(T, t) = \int_{\Sigma(T, t)} \frac{c(\mathbf{r}, t)}{\Sigma(T, t)} d^2\mathbf{r} \quad (8.6)$$

così che dalla (8.4) abbiamo:

$$a(T, t) = \alpha \Sigma(T, t) \bar{c}(T, t) \quad (8.7)$$

con valore temporale medio (nel periodo dell'osservazione)

$$\langle a(T) \rangle = \alpha \langle \Sigma(T) \bar{c}(T) \rangle$$

Ci possono essere due situazioni particolari per cui la concentrazione diventa influente nella determinazione della temperatura. In un primo caso, se la regione osservata è sufficientemente grande, è ragionevole supporre che il risultato dell'integrale (8.6) sia indipendente dalla temperatura. Ciò perché le variazioni spaziali di concentrazione si possono presentare in modo statisticamente simile in regioni qualunque (sufficientemente estese) della fiamma turbolenta, anche con differenti temperature. Naturalmente, questa proprietà consente di rimuovere la concentrazione dal calcolo attraverso la procedura di normalizzazione. La stessa possibilità può essere consentita se il tempo di osservazione è sufficientemente lungo rispetto alle oscillazioni naturali della concentrazione locale, in modo che (supponendo che le grandezze in gioco siano statisticamente non correlate) il disaccoppiamento dei valori medi temporali sia ammesso, ossia

$$\langle a(T) \rangle = \alpha \langle \Sigma(T) \bar{c}(T) \rangle = \alpha \langle \Sigma(T) \rangle \langle \bar{c}(T) \rangle \quad (8.8)$$

Anche in questo caso possiamo considerare la concentrazione media come indipendente dalla temperatura.

In conclusione, nei 2 casi sopra trattati, si può supporre che la (8.2) fornisca, con ragionevole accuratezza, il valore della temperatura media della fiamma. E' evidente che per una misura locale fatta in tempi sufficientemente brevi, il problema della distribuzione non si pone e lo spettro raccolto si avvicina maggiormente a quello ideale.

9. Modelli per la determinazione della temperatura efficace.

Si intuisce che i dati sperimentali possono essere meglio approssimati se nel calcolo si usa una combinazione di funzioni esponenziali che cerchi di imitare la distribuzione, ossia del tipo (in approssimazione di Wien):

$$F_N(\lambda) = N \sum_i a_i \exp \left[-\frac{hc}{k_B \lambda} \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right] \quad (9.1)$$

In particolare, si può usare un set di funzioni con temperature fisse (equidistribuite su un ampio intervallo) e lasciare i coefficienti come i soli parametri liberi. In tal caso, si potrebbe effettuare un fit basato sul metodo dei minimi quadrati. Tuttavia, il procedimento di inversione ha problemi di instabilità non facilmente regolarizzabili che lo rendono poco controllabile, soprattutto se vengono trattati dati con significative fluttuazioni.

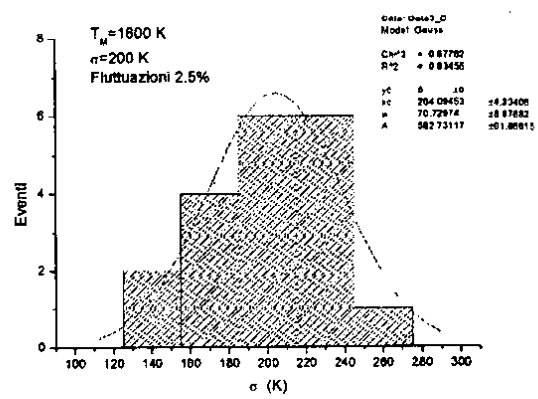
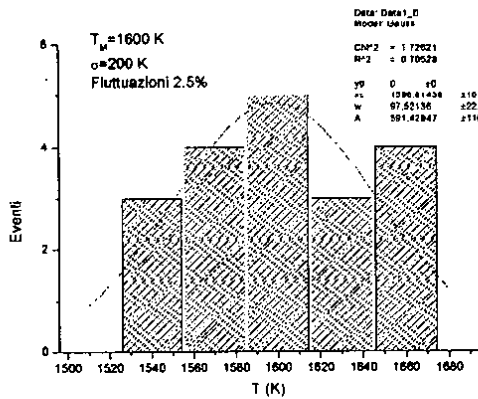
Con pochi termini in una sommatoria del tipo (9.1), si possono applicare dei procedimenti iterativi come quello standard di Lavenberg-Marquadt, già usato nei fit precedenti. Tuttavia, un numero elevato di parametri potrebbe appesantire il calcolo al punto da renderlo eccessivamente lento. Invece, assumendo una distribuzione normale di temperatura per la funzione $a(T)$, ossia, usando una funzione spettrale del tipo:

$$F(\lambda) = \frac{A}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{(T - T_M)^2}{2\sigma^2} \right] \exp \left[-\frac{hc}{k_B \lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right] dT \quad (9.2)$$

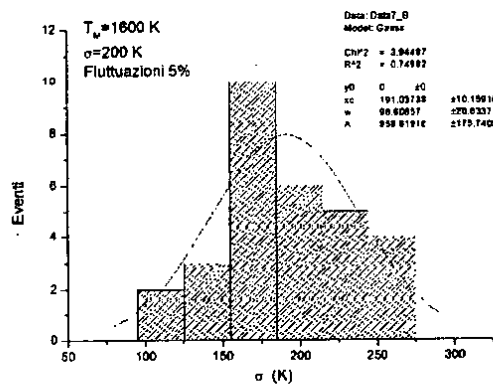
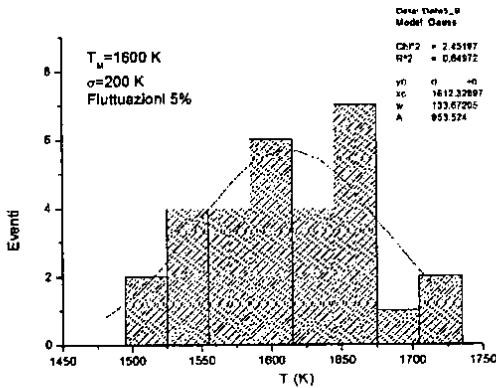
il numero dei parametri si riduce a tre: prefattore, larghezza della distribuzione e temperatura media. Tuttavia, il calcolo degli integrali renderebbe troppo lenta la procedura di ricostruzione (qualche minuto con un computer medio da tavolo). Per rimediare a queste difficoltà si potrebbero usare delle funzioni speciali (pseudo-Planckiane) che superano l'ostacolo delle integrazioni. Questo punto, però, va oltre gli scopi del presente studio.

Per valutare quanto le fluttuazioni possano incidere sull'accuratezza della determinazione della temperatura media, nell'ipotesi di distribuzione normale, sono state effettuate varie simulazioni. Le Figs. (9.1-2) mostrano la statistica delle ricostruzioni fatte per una distribuzione normale di temperatura media 1600 K e larghezza standard 200 K con fluttuazioni delle misure del 2.5%. I risultati delle simulazioni mostrano che il valore centrale statistico (1598.8 K) delle ricostruzioni è alquanto vicino al valore vero e che la probabilità di trovare un valore di temperatura media entro circa 50 K da esso (circa una deviazione standard: nell'inserito in figura (è indicato il valore doppio della deviazione, w è 68%).

Anche se la statistica è ancora bassa, questi risultati danno un'idea sufficientemente accurata di quali possono essere le aspettative in questo tipo di determinazioni. Naturalmente, le cose peggiorano con il crescere delle ampiezze delle fluttuazioni, come mostrato nelle Figs. (9.3-4) dove, con fluttuazioni al 5%, la deviazione standard eccede i 65 K.



Figs. (9.1-2): Statistiche della ricostruzione di una distribuzione di temperature con fluttuazioni delle misure al 2.5%. In figura sono anche indicati i valori T_M e σ della distribuzione originaria (vedi eq. 9.2)

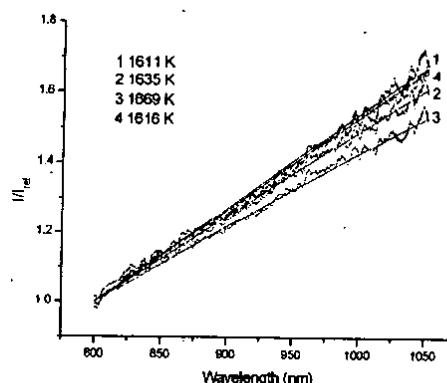
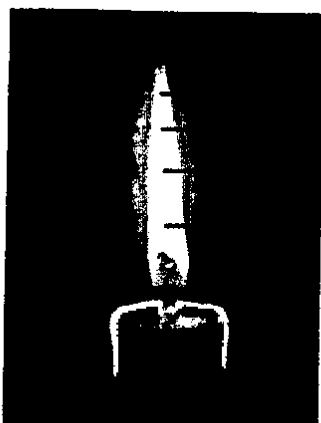


Figs. (9.3-4): Statistiche della ricostruzione di una distribuzione di temperature con fluttuazioni delle misure al 5%. In figura sono anche indicati i valori T_M e σ della distribuzione originaria (vedi eq. 9.2)

10 Ulteriori dati e analisi.

A completamento delle misure effettuate ed in relazione agli argomenti sviluppati nei paragrafi 8 e 9, sono state effettuate delle ulteriori misure. In particolare, come test del metodo, è stata fatta una esplorazione più estesa di una fiamma in regime di flusso laminare in condizioni sperimentali diverse da quelle riportate nel paragrafo 5.

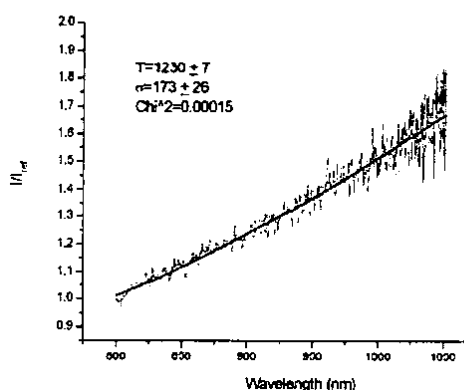
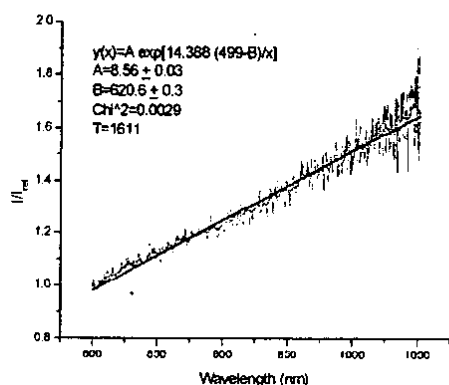
I vari puntamenti considerati per la rilevazione degli spettri sono mostrati in 10.1. In 10.2 sono mostrate le analisi (a singola Planckiana) degli spettri raccolti (media di tre spettri raccolti con tempi di accumulazione di 200 ms; spettro di riferimento: lampada tungsteno 10 A, 2004 K) in corrispondenza di tutti i puntamenti (1-4). Per comodità di visualizzazione sono evidenziati gli spettri sottoposti a smoothing (20 punti vicini).



Figs. (10.1-2): Immagine della fiamma esaminata e caratterizzazioni termiche degli spettri raccolti ai vari puntamenti

Le Figs. (10.3-4) mostrano in dettaglio le analisi termiche dello spettro raccolto nella regione apicale (puntamento 1). Per quanto riguarda la 10.3, l'analisi è stata fatta considerando una Planckiana semplice, rapportata alla curva di riferimento a $T=2004\text{ K}$. Invece, per il fit mostrato nella Fig. (10.4) si è usata una convoluzione di Planckiane con distribuzione normale. Nel primo caso si è ottenuta una temperatura di $1611\text{ K} \pm 1\text{ K}$, mentre nel secondo caso si è ottenuta una temperatura centrale $T_c = 1230\text{ K} \pm 7\text{ K}$ e una semilarghezza della distribuzione (1.18σ) di $204\text{ K} \pm 31\text{ K}$.

Le temperature ottenute in entrambi i tipi di analisi (singola Planckiana e convoluzione) per tutti i puntamenti considerati sono raccolti nella tabella 10.1

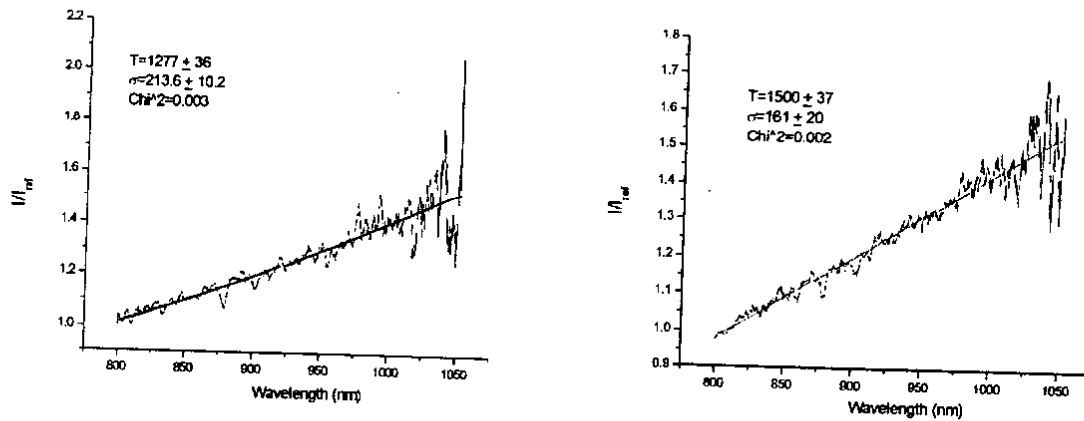


Figs. (10.3-4.1-2): Analisi termiche dello spettro raccolto dalla regione apicale della fiamma. Sono mostrati il fit con singola Planckiana (10.3) e con convoluzione normale di Planckiane (10.4) (vedi testo).

	T	T_c	1.18σ
1	$1611\text{ K} \pm 1\text{ K}$	$1230\text{ K} \pm 7\text{ K}$	$240\text{ K} \pm 2\text{ K}$
2	$1635\text{ K} \pm 1\text{ K}$	$1534\text{ K} \pm 10\text{ K}$	$175\text{ K} \pm 4\text{ K}$
3	$1669\text{ K} \pm 1\text{ K}$	$1607\text{ K} \pm 11\text{ K}$	$141\text{ K} \pm 10\text{ K}$
4	$1616\text{ K} \pm 1\text{ K}$	$1561\text{ K} \pm 12\text{ K}$	$132\text{ K} \pm 10\text{ K}$

Tabella 10.1. Risultati delle analisi termiche delle fiamme ai vari puntamenti. La temperatura T fa riferimento all'analisi con singola Planckiana. T_c rappresenta la temperatura centrale della convoluzione normale, di semilarghezza a metà altezza 1.18σ , usata per l'analisi termica in alternativa al metodo della singola Planckiana.

I dati raccolti in questa seconda serie di misure sostanzialmente confermano quelli precedenti riportati nel paragrafo 5. Qualitativamente, sono anche confermati i risultati delle analisi fatte con la convoluzione di Planckiane (figure 10.5-6): $T_c = 1277 K \pm 36 K$, $1.18\sigma = 252 K \pm 12 K$ nella regione apicale; $T_c = 1500 K \pm 37 K$, $1.18\sigma = 190 K \pm 24 K$ nella regione centrale.



Figs. (10.5-6) Analisi termiche con convoluzioni di Planckiane degli spettri presentati nelle Figs. (5.6-7). La Fig. (10.5) fa riferimento alla regione apicale della fiamma. La Fig. (10.6) fa riferimento alla regione centrale della fiamma.

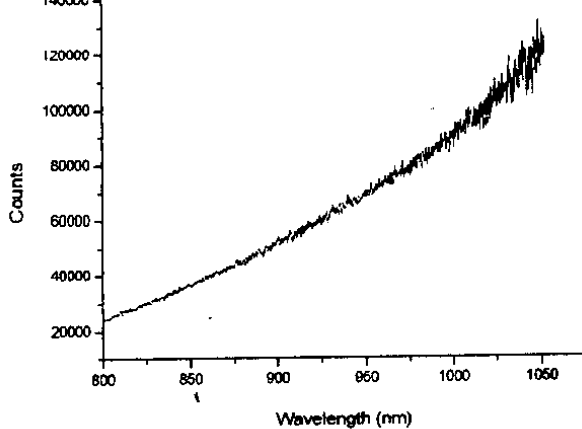
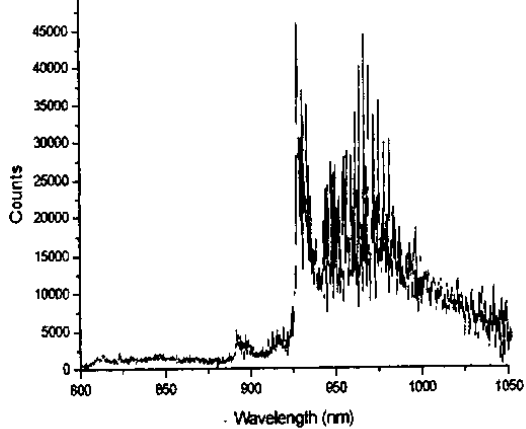
Complessivamente i dati segnalano che, in buona parte della fiamma, le temperature sono significativamente più basse di quelle dedotte dall'analisi con la singola Planckiana. Evidentemente, pur raccogliendo gli spettri attraverso piccole aperture per limitare l'estensione della regione osservata, non si è potuto evitare di rilevare emissione luminosa proveniente da diversi strati adiacenti, caratterizzati da differenti temperature, attraversati dalla linea di osservazione.

11. Conclusioni.

Le prove di caratterizzazione termica di fiamma finora effettuate nei laboratori del CGS dell'Università di Cagliari, hanno permesso di evidenziare le metodiche sperimentali in grado di fornire misure attendibili della temperatura di una fiamma in diverse condizioni di combustione. In particolare si sono effettuate misurazioni in cui il contributo all'emissione luminosa della fiamma proveniva principalmente da processi di diseccitazione di natura molecolare (spetti a righe: report 1) o in condizioni in cui l'emissione luminosa era da attribuire a fenomeni legati alla rilevazione di radiazione elettromagnetica ascrivibile ad emissione da parte di soot incandescente (spettri continui da corpo "nero": report 2).

Nello svolgimento delle diverse fasi sperimentali è maturata la convinzione che nella realtà operativa (temperatura di una torcia industriale), la dinamica della combustione che permette di definire la temperatura della fiamma non poteva essere fornita da uno solo dei modelli proposti. Su questa base è stata condotta una simulazione in cui il contributo all'emissione luminosa della sorgente, era originato dalla concomitanza dei due processi ovvero: diseccitazione molecolare da parte delle molecole di idrocarburi sovrapposta all' emissione di corpo "nero" proprie delle particelle di soot.

In questo scenario sono stati considerati gli spettri normalizzati di una fiamma premiscelata non incandescente ($T \approx 1900 K$) e di una fiamma incandescente ($T \approx 1640 K$) che sono riportati, rispettivamente, nelle figure 11.1-2.



Figs. (11.1-2) Analisi termiche delle fiamme in diverso regime di combustione.

In condizioni di torcia industriale ci si aspetta un'emissione luminosa che comprenda, almeno in prima considerazione, la somma dei due contributi che danno origine allo spettro di emissione ricostruito riportato in figura 11.3

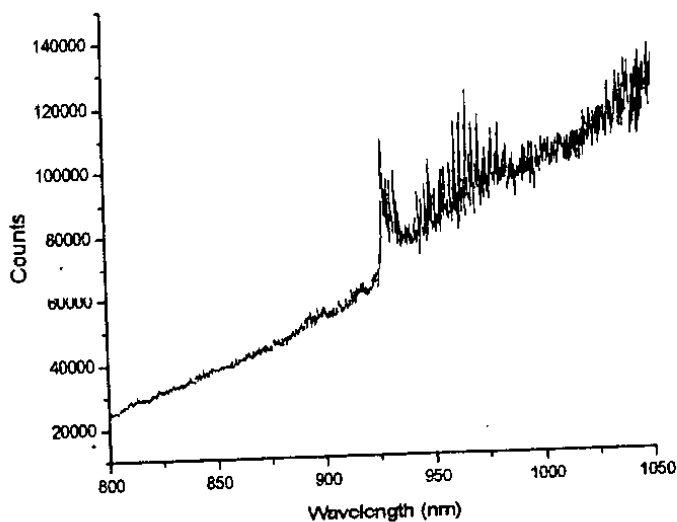


Fig. (11.3) spettro di emissione da una fiamma aspettato in presenza di diseccitazioni molecolari ed emissioni corpo nero

Una fiamma reale di torcia industriale, con parziale premiscelazione, dovrebbe mostrare contemporaneamente una regione a spettro prevalentemente molecolare ed una regione a spettro prevalentemente incandescente con una sovrapposizione variamente pesata delle due tipologie spettrali

passando da una regione all'altra. Questa occorrenza potrebbe derivare, nelle misure sul campo, dalla raccolta contemporanea di emissioni da parte di zone con regimi di combustione differenti dovute, anche, ad instabilità di forma (oscillazione della torcia) che fanno analizzare, nel tempo di osservazione del sistema ottico di puntamento, regioni di fiamma con caratteristiche differenti.

La simulazione proposta parte dall'ipotesi che lo spettro reale di una fiamma mista sia dato da una mera convoluzione tra uno spettro molecolare e quello continuo di incandescenza.

Nella realtà il contributo molecolare potrebbe generare nella regione spettrale dove compare, una leggera deformazione della di base dello spettro sperimentalmente registrato che, di fatto, si rifletterebbe su una variazione della temperatura efficace dedotta con le procedure di fit.

Le prime prove sperimentali effettuate, sembrano avvalorare le ipotesi avanzate.

In questa fase, è doveroso sottolineare che si è principalmente considerato l'intervallo spettrale del vicino infrarosso ma è ovvio che gli stessi procedimenti possono essere applicati in regioni spettrali che vanno ben oltre i 1000 nm per le quali si rendono, però, necessarie alcune considerazioni.

In primo luogo, dovendo valutare la fattibilità di una procedura per monitoraggi in remoto di una torcia industriale, occorre tenere da conto della trasparenza atmosferica negli intervalli spettrali operativi [12].

Le principali cause di perturbazione nell'infrarosso sono associate all'assorbimento del vapore acqueo e dell'anidride carbonica che dipende dalle concentrazioni di questi gas e dal cammino ottico percorso. Per questi composti nell'atmosfera, si presentano finestre di trasparenza intorno a 1000 nm a 1300 nm e a 1600 nm dove operano con efficienza rivelatori rispettivamente al Si, PbS e InGaAs. Le successive finestre oltre i 3000 nm, presuppongono l'utilizzo di fotorivelatori a più bassa efficienza quali termopile o rivelatori piroelettrici, che rendono più problematica la rilevazione del segnale ottico.

Compatibilmente con le condizioni di trasparenza atmosferica, di inquinamento luminoso e di qualità del segnale ottico, conviene operare nell'intervallo delle lunghezze d'onda minori dove l'emissività mostra minore variabilità a scapito, però della componente del livello del segnale ottico continuo emesso che decresce al diminuire della temperatura del corpo incandescente. Sulla base di queste considerazioni e sullo stato dell'arte dei rivelatori disponibili commercialmente, il trade-off per la determinazione di temperature superiori ai 600 °C, si ottiene con l'indagine ottica nel vicino infrarosso.

In conclusione, tenendo anche conto delle considerazioni preliminari del paragrafo 7, tutte le difficoltà per la caratterizzazione di una regione con temperatura non uniforme si applicano con maggior forza, ai pirometri o alle termocamere commerciali presenti sul mercato almeno secondo le attuali modalità operative di questi strumenti.

Bibliografia

- [1] P. Caldirola, R. Cirelli, G. M. Prosperi, *Introduzione alla Fisica Teorica* (UTET 1982), cap. 4.
- [2] A. N. Matveev, *Optics* (MIR Publisher Moscow 1988), cap. 10.
- [3] Hamamatsu technical informations SD-12: Characteristics and use of infrared detectors
- [4] Pyro Technology, technical note, <http://www.pyrometer.com/pyro>
- [5] F. Sakuma, S. Hattori, Establishing a practical temperature standard by using a narrow band radiation thermometer with a silicon detector, in *Temperature: Its measurements and Control in Science and Industry*, vol. 5, edited by J. Schooley, New York, AIP (1982) 421-427.
- [6] Ad esempio: <http://www.infrared-thermography.com/material-1.htm>
- [7] J. C. de Vos, *Physica* **20** (1954) 690-714
- [8] K. Chzanowski, Influence of measurements condition and system parameters on accuracy of remote temperature measurement with dual spectra IR systems, *Infrared Phys. and Technology* **37** (1996) 295-306
- K. Chzanowski, M. Szulin, Errors of Temperature Measurements with multiband Infrared Systems, *Appl. Opt.* **38** (1999) 1998-2006.
- [9] M. A. Khan, C. Allemand, T. W. Eagar, Noncontact temperature measurement. II. Least squares based techniques, *Rev. Sci Instrum.* **62** (1991) 403-409
- [10] T. Fu, X. Cheng, B. Wu, M. Zhong, C. Shi, T. Liu, The measurement coordinates for multiband pyrometry, *Measurement Science and Technology* **17** (2006) 379-383
- [11] Alcuni produttori mettono in commercio dei pirometri dotati di Laser che hanno l'unica funzione di agevolare il puntamento dello strumento [12].
- [12] Williamson, tutorial: www.williamsonir.com.
- [13] *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press 1975