

# POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

Tesi di Laurea Magistrale

## Studio sperimentale del danneggiamento a fatica mediante termografia attiva e passiva



# Politecnico di Torino

### **Relatore**

Prof.ssa Raffaella Sesana

### **Correlatori**

Prof.ssa Francesca Maria Curà  
Luca Corsaro  
Luca Santoro

### **Candidato**

Luca Busso

Anno Accademico 2022-2023



# Indice

Elenco delle tabelle .....	I
Elenco delle figure .....	III
Introduzione .....	1
La termografia .....	2
Stato dell'arte .....	4
<b>Principi base della termografia ad infrarossi</b> .....	4
<b>Misura della temperatura</b> .....	7
<i>Emissione dell'oggetto <math>E_{obj}</math></i> .....	9
<i>Riflessione dell'oggetto <math>E_{refl}</math></i> .....	9
<i>Emissione dell'atmosfera <math>E_{atm}</math></i> .....	9
<i>Valutazione dell'emissività dell'oggetto <math>\epsilon_{obj}</math></i> .....	10
<i>Valutazione della temperatura di riflessione <math>T_{refl}</math></i> .....	10
<b>Termografia passiva e attiva</b> .....	11
<b>Termografia di tipo passivo</b> .....	11
Principi base .....	11
Fisica del problema .....	14
<i>Sollecitazioni inferiori al limite di fatica</i> .....	16
<i>Sollecitazioni superiori al limite di fatica</i> .....	17
<b>Determinazione sperimentale del limite di fatica</b> .....	19
<b>Termografia di tipo attivo</b> .....	24
<i>Fonti di eccitazione</i> .....	24
<i>Metodologie di eccitazione</i> .....	24
<b>Stima della diffusività termica</b> .....	26
Fisica del problema .....	27
<b>Legame tra il livello di affaticamento e la diffusività termica</b> .....	30
<i>Meccanismi alla base della conduzione del calore</i> .....	30
<b>Ulteriori parametri determinabili</b> .....	31
<b>Attività sperimentale</b> .....	33
<b>Termografia di tipo passivo</b> .....	33
<b>Attrezzatura</b> .....	33
<b>Metodologia di prova</b> .....	36
<b>Elaborazione dei dati e risultati</b> .....	38
<b>Elaborazione dei dati termografici</b> .....	38
<b>Approssimazione dei dati sperimentali</b> .....	40

<i>Variazione di temperatura di stabilizzazione</i> .....	41
<i>Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli</i> .....	43
<i>Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli</i> .....	45
<b>Elaborazione dei dati acquisiti tramite cella di carico ed estensometro</b> .....	47
<b>Approssimazione dei dati sperimentali</b> .....	50
<i>Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento</i> .....	50
<i>Area dei cicli di isteresi post danneggiamento</i> .....	53
<b>Riepilogo risultati</b> .....	55
<i>Approssimazione degli andamenti di <math>A_{pre}</math> e <math>A_{post}</math> in funzione di <math>\Delta T_{stab}</math>, <math>A_{\Delta T20000}</math> e <math>A_{\Delta T5000}</math></i> .....	60
<b>Termografia di tipo attivo</b> .....	64
<b>Attrezzatura</b> .....	64
<b>Metodologia di prova</b> .....	66
<b>Elaborazione dei dati e risultati</b> .....	68
<b>Conclusioni e possibili sviluppi futuri</b> .....	75
<b>Termografia di tipo passivo</b> .....	75
<b>Termografia di tipo attivo</b> .....	76
<b>Bibliografia</b> .....	77



# Elenco delle tabelle

[1] Principali criteri di danneggiamento presenti in letteratura .....	20
[2] Caratteristiche e punti sperimentali del diagramma di Haigh di alcuni tipi di acciaio e alluminio [30] .....	22
[3] Bontà nell'approssimazione dei punti sperimentali tramite le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.....	23
[4] Caratteristiche della macchina servoidraulica Instron 8801.....	34
[5] Caratteristiche della termocamera IRTech Timage Radiamatic serie XT.....	34
[6] Caratteristiche dell'estensometro Instron 2620-601.....	35
[7] Caratteristiche del materiale dei provini .....	37
[8] Carichi applicati ai provini .....	38
[9] $\Delta T_{stab}$ , $A_{\Delta T5000}$ , $A_{\Delta T20000}$ in funzione del livello di sollecitazione .....	40
[10] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di variazione di temperatura di stabilizzazione con il metodo TCM classico .....	41
[11] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di variazione di temperatura di stabilizzazione con il metodo TCM modificato .....	42
[12] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli con il metodo TCM classico .....	43
[13] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli con il metodo TCM modificato .....	44
[14] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli con il metodo TCM classico .....	45
[15] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli con il metodo TCM modificato .....	46
[16] Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento e post danneggiamento in funzione del livello di sollecitazione .....	47
[17] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi pre danneggiamento con il metodo TCM classico .....	51
[18] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi pre danneggiamento con il metodo TCM modificato .....	52
[19] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi post danneggiamento con il metodo TCM classico .....	53

[20] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi post danneggiamento con il metodo TCM modificato .....	54
[21] Riepilogo dei risultati .....	56
[22] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $\Delta T_{stab}$ senza punto a 160MPa .....	60
[23] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T20000}$ senza punto a 160MPa .....	61
[24] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T5000}$ senza punto a 160MPa.....	61
[25] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $\Delta T_{stab}$ .....	62
[26] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T20000}$ .....	63
[27] Valori degli $R^2$ dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T5000}$ .....	63
[28] Caratteristiche della sorgente laser .....	65
[29] Caratteristiche dalla termocamera ad infrarossi FLIR A6751 .....	65
[30] Riepilogo dei risultati dell'elaborazione dei diagrammi di fase .....	71
[31] Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di diffusività termica .....	73

# Elenco delle figure

[1] Potenza emessa dal corpo nero per unità di area per unità di lunghezza d'onda, in funzione della lunghezza d'onda e della temperatura .....	5
[2] Legge di Wien in scala doppio logaritmica .....	5
[3] Spettro elettromagnetico .....	7
[4] Trasmittanza dell'atmosfera in funzione della lunghezza d'onda .....	8
[5] Schematizzazione dei parametri influenti sulle misurazioni tramite termocamera .....	8
[6] Fenomeno di propagazione delle dislocazioni in funzione dello sforzo tangenziale, crescente verso destra .....	12
[7] Cicli di isteresi sotto il limite di fatica (a) e sopra esso (b) .....	13
[8a] Confronto tra punti sperimentali e criteri di danneggiamento (ASME, Gerber, Goodman) per alcuni tipi di acciaio .....	20
[8b] Confronto tra punti sperimentali e criteri di danneggiamento (ASME, Gerber, Goodman) per alcune leghe di alluminio .....	21
[9] Bontà nell'approssimazione dei punti sperimentali tramite le relazioni di ASME, Gerber e Goodman .....	23
[10] Eccitazione impulsiva .....	25
[11] Eccitazione con impulso di ampiezza $A$ e di durata $\Delta t$ .....	25
[12] Risposta della temperatura ad un impulso finito (figura qualitativa) .....	25
[13] Eccitazione a gradino .....	25
[14] Risposta della temperatura ad un gradino (figura qualitativa) .....	26
[15] Eccitazione ad onda quadra .....	26
[16] Risposta della temperatura ad un'onda quadra (figura qualitativa) .....	26
[17] Metodologie di misura tramite termocamera .....	27
[18] Schema del problema .....	28
[19] Andamento di $\ln( T r)$ e $\varphi$ in funzione di $r$ . Linea continua riferita ad $a=0$ e tratteggiata ad $a=0.5\text{mm}$ .....	30
[20] Attrezzatura sperimentale per la termografia passiva .....	33
[21] Macchina servoidraulica Instron 8801 .....	34
[22] Termocamera IRTech Timage Radiamatic serie XT .....	34



[23] Estensometro Instron 2620-601 .....	35
[24] Foto attrezzatura sperimentale per la termografia passiva .....	35
[25] Provino .....	36
[26] Schema di carico .....	37
[27] Diagramma di Haigh .....	37
[28] Inquadratura della termocamera .....	39
[29] Grafico delle variazioni di temperatura .....	39
[30] Variazione di temperatura di stabilizzazione in funzione del carico con metodo TCM classico .....	41
[31] Variazione di temperatura di stabilizzazione in funzione del carico con metodo TCM modificato .....	42
[32] Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli in funzione del carico con metodo TCM classico .....	43
[33] Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli in funzione del carico con metodo TCM modificato .....	44
[34] Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli in funzione del carico con metodo TCM classico .....	45
[35] Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli in funzione del carico con metodo TCM modificato .....	46
[36] Ciclo di isteresi prova a 60MPa .....	48
[37] Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento .....	48
[38] Area dei cicli di isteresi post danneggiamento .....	49
[39] Grafico di confronto tra $A_{pre}$ e $A_{post}$ .....	49
[40] Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM classico .....	50
[41] Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato .....	51
[42] Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato (approssimazione senza punto a 160MPa) .....	52
[43] Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM classico .....	53
[44] Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato .....	54

[45] Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato (approssimazione senza punto a 160MPa) .....	55
[46] Riepilogo dei risultati .....	56
[47] Criteri di danneggiamento acciaio 25CrMo4 .....	57
[48] Grafico di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $\Delta T_{stab}$ .....	58
[49] Grafico di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T20000}$ .....	59
[50] Grafico di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T5000}$ .....	59
[51] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $\Delta T_{stab}$ senza punto a 160MPa .....	60
[52] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T20000}$ senza punto a 160MPa .....	61
[53] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T5000}$ senza punto a 160MPa .....	61
[54] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $\Delta T_{stab}$ .....	62
[55] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T20000}$ .....	62
[56] Grafico dell'approssimazione lineare di $A_{pre}$ e $A_{post}$ in funzione di $A_{\Delta T5000}$ .....	63
[57] Attrezzatura sperimentale per la termografia attiva .....	64
[58] Sorgente laser e sistema di direzionamento .....	65
[59] Termocamera ad infrarossi FLIR A6751 .....	65
[60] Banco con sistema di schermatura .....	66
[61] Foto attrezzatura sperimentale per la termografia attiva .....	66
[62] Inquadratura della termocamera .....	67
[63] Retta lungo cui viene eseguita la valutazione della fase .....	68
[64] Esempio di grafico della fase in funzione della posizione .....	69
[65] Grafici della fase in funzione della posizione .....	70
[66] Grafico della diffusività termica in funzione del carico .....	72
[67] Grafico della diffusività termica in funzione del carico (stima $\sigma_{D0}$ ) .....	72
[68] Riepilogo dei risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di diffusività termica ....	73

# Introduzione

Lo studio del danneggiamento a fatica in ambito meccanico riveste un ruolo di fondamentale importanza, in quanto si stima che circa il 90% delle rotture nei metalli avvengano a seguito di sollecitazioni cicliche.

I metodi convenzionali per la stima del limite di fatica di un materiale, come lo Staircase, richiedono una lunga campagna sperimentale, in quanto vengono utilizzate decine di provini e ciascuno deve essere portato a rottura, fatto che avviene dopo milioni di cicli nel momento in cui ci si trovi in prossimità del suddetto limite.

Appare pertanto chiara l'esigenza di individuare tecniche più rapide per valutare il limite di fatica di un materiale e che consentano inoltre di indagare il livello di danneggiamento di componenti in opera, mediante metodi non a contatto.

Risultati interessanti sono stati ottenuti negli anni passati utilizzando la tecnica della termografia ad infrarossi, la quale non richiede il contatto con il componente e garantisce la possibilità di stimare il limite di fatica e le proprietà termiche di un materiale, tramite prove di breve durata.

Lo scopo del presente elaborato è quello di verificare la bontà della tecnica di termografia per la valutazione del livello di danneggiamento e conseguentemente la stima del limite di fatica, oltre che per la determinazione del legame che sussiste tra la diffusività termica e le sollecitazioni cui i provini sono stati sottoposti precedentemente.

# La termografia

La tecnica della termografia consiste nell'effettuare misure di temperatura tramite l'acquisizione delle radiazioni emesse da un corpo nello spettro degli infrarossi, corrispondente a lunghezze d'onda tra 800nm e 1mm. Ciò risulta possibile in quanto un oggetto, per temperature superiori allo zero assoluto, emette radiazioni elettromagnetiche proporzionalmente alla temperatura dello stesso e misurabili indipendentemente dalle condizioni di illuminazione.

La termografia si divide in due tipologie: attiva e passiva.

La tecnica di tipo attivo consiste nell'eccitare il componente tramite una sorgente di calore, usualmente di tipo laser, al fine di causarne un incremento di temperatura e, attraverso la misura nel tempo di questa, valutare dopo l'elaborazione dei dati acquisiti le proprietà termiche o l'eventuale presenza di difetti.

La tecnica di tipo passivo, diversamente da quella attiva, prevede unicamente la misura della temperatura dell'oggetto.

Questa tecnologia offre notevoli vantaggi:

- non è richiesto un contatto con il componente, per cui utilizzabile anche in ambienti pericolosi cui gli operatori non possono accedere, oltre che per misure ad alte temperature;
- possibilità di effettuare misurazioni in ambienti non illuminati;
- realizzazione di acquisizioni su oggetti in movimento;
- valutazione della temperatura di superfici;
- utilizzabile in tempo reale per l'individuazione del danneggiamento di componenti in fase di esercizio;
- non presenta vincoli in merito ai materiali di cui si intendono effettuare le misurazioni di temperatura.

Gli aspetti positivi rendono questa tecnica molto interessante a livello industriale, tuttavia presenta alcuni svantaggi e limitazioni, in particolare:

- la qualità delle valutazioni è affidata alla risoluzione della termocamera, oltre che al sistema di elaborazione dei dati; per cui dove richieste misurazioni precise ed affidabili si rende necessario l'utilizzo di attrezzature termografiche di elevato costo;
- paragonata con i sistemi convenzionali a contatto i risultati vengono forniti con livello di accuratezza in genere inferiore;
- forte sensibilità ai disturbi, quali riflessi, che possono condurre facilmente ad errate misurazioni di temperatura;
- acquisizioni dipendenti della temperatura ambiente, dall'umidità dell'aria, dalla distanza di misurazione e dall'emissività dell'oggetto;
- richiesta esperienza in termografia durante l'analisi dei dati.

Nonostante le problematiche sopra riportate, le peculiarità che caratterizzano questa tecnica ne hanno determinato un'ampia diffusione in diversi ambiti, infatti i campi di applicazione sono notevoli, i principali sono:

- monitoraggio del danneggiamento di componenti e predizione della durata degli stessi;
- applicazioni industriali ad alte temperature;
- valutazione dell'isolamento termico delle abitazioni e individuazione delle infiltrazioni d'acqua;
- verifica e ispezione dei circuiti elettrici al fine di individuare surriscaldamenti;
- utilizzo in campo medico e veterinario;
- ambito della ricerca;
- sorveglianza e visione notturna;
- vulcanologia.

Nell'ambito di questo lavoro la termografia risulta di interesse al fine di effettuare la valutazione del danneggiamento a fatica degli acciai e delle loro proprietà termiche.

# Stato dell'arte

## Principi base della termografia ad infrarossi

Come anticipato, ogni corpo avente temperatura superiore a 0K emette radiazioni elettromagnetiche nel campo degli infrarossi in modo proporzionale alla sua temperatura, maggiore è questa, tanto più alta è l'intensità della radiazione emessa.

Ricordando che nel momento in cui un oggetto viene investito da una radiazione luminosa, questa può essere assorbita, trasmessa o riflessa dallo stesso, per descrivere e studiare questo fenomeno sarà necessario fare riferimento ai seguenti parametri:

- l'assorbanza spettrale  $\alpha_\lambda$ , indicante la quota assorbita dall'oggetto;
- la riflettanza spettrale  $\rho_\lambda$ , indicante la quota riflessa dall'oggetto;
- la trasmittanza spettrale  $\tau_\lambda$ , indicante la quota trasmessa dall'oggetto.

Questi dipendono dalla lunghezza d'onda e sono tali da soddisfare l'*Equazione 1* per ognuna di esse.

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (1)$$

Nel caso di corpi opachi, non essendo questi in grado di trasmettere la radiazione incidente, la relazione si semplifica ottenendo l'*Equazione 2*.

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1 \quad (2)$$

Qualora un materiale presenti riflettività e trasmissività nulle si è in presenza di un corpo nero, caratterizzato conseguentemente dal totale assorbimento della radiazione incidente, per cui si avrà  $\alpha_\lambda=1$ .

La potenza emessa da un corpo nero per unità di area e per unità di lunghezza d'onda ( $[W_{\lambda b}] = W/m^3$ ) può essere calcolata utilizzando la legge di Plank (*Equazione 3*).

$$W_{\lambda b} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (3)$$

Dove:

- $C_1 = 3.74 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$ ;
- $C_2 = 1.44 \cdot 10^{-2} \text{ Km}$ ;
- T indica la temperatura ( $[T] = \text{K}$ );
- $\lambda$  è la lunghezza d'onda ( $[\lambda] = \text{m}$ ).

In *Figura ...* vengono riportati gli andamenti della radiazione elettromagnetica emessa del corpo nero in funzione della lunghezza d'onda e a diverse temperature. Come è possibile osservare, all'aumentare della temperatura i picchi risultano più pronunciati e con un massimo superiore che si sposta verso lunghezze d'onda minori (assi delle ordinate aventi diverse scale). Inoltre oggetti ad alte temperature emettono principalmente nella regione da  $2\mu\text{m}$  a  $5\mu\text{m}$  come lunghezza d'onda (*Figura 1a*), mentre quelli a basse temperature nella zona tra  $8\mu\text{m}$  a  $14\mu\text{m}$  (*Figura 1b*).

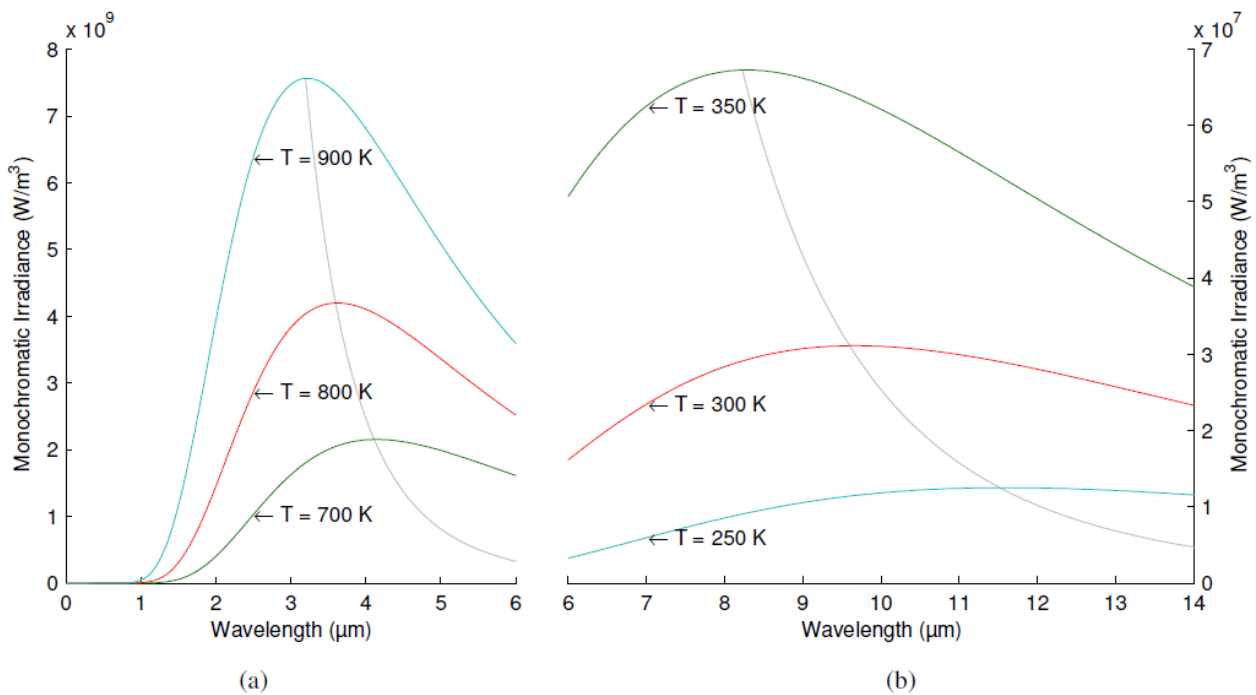


Figura 1: Potenza emessa dal corpo nero per unità di area per unità di lunghezza d'onda, in funzione della lunghezza d'onda e della temperatura

Eseguendo la ricerca dei massimi della legge di Plank (Equazione 3) si ottiene la legge di Wien (Equazione 4), tramite cui è possibile calcolare in funzione della temperatura la lunghezza d'onda a cui si ha il massimo della potenza emessa.

$$\lambda_{picco} = \frac{0.0029}{T} \tag{4}$$

In Figura 2 vi è la rappresentazione grafica della legge di Wien in scala doppio logaritmica.

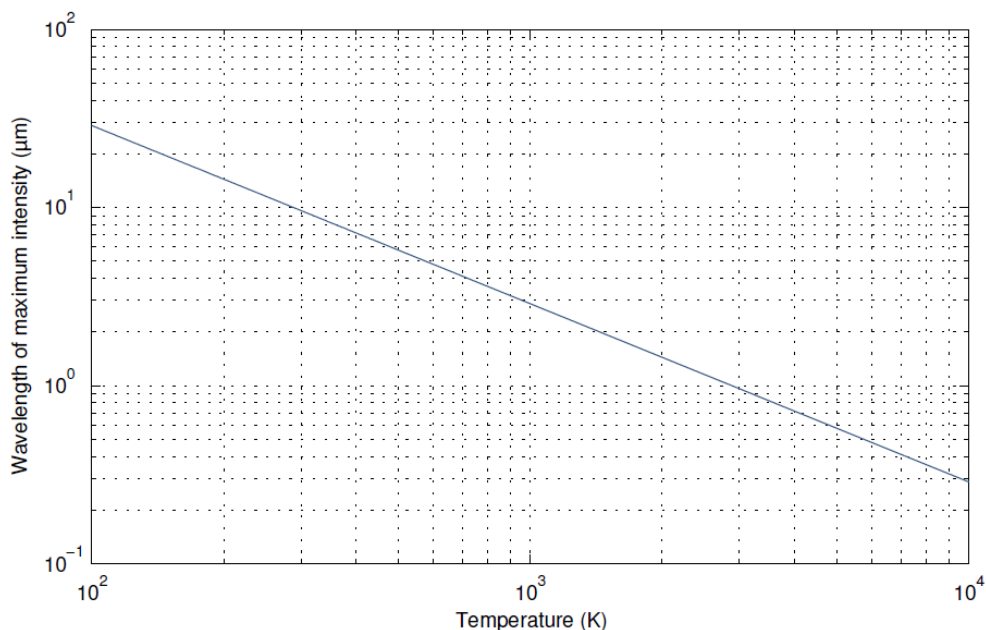


Figura 2: Legge di Wien in scala doppio logaritmica

Integrando la legge di Plank (*Equazione 3*) per lunghezze d'onda  $\lambda$  da 0 a infinito si ricava la legge di Stefan-Boltzmann (*Equazione 5*), dove  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  e tramite cui è possibile calcolare la potenza emessa dal corpo nero per unità di superficie ( $[W_b] = \text{W}/\text{m}^2$ ).

$$W_b = \sigma \cdot T^4 \quad (5)$$

Si osservi il legame di diretta proporzionalità con la temperatura (*Equazione 5*).

Per riportare la trattazione ad un corpo reale si definisce l'emissività di questa ad una data lunghezza d'onda  $\varepsilon_\lambda$  secondo l'*Equazione 6*, essendo che un corpo reale emette solamente una frazione della potenza termica emessa dal corpo nero alla medesima temperatura.

$$\varepsilon_\lambda = \frac{W_\lambda}{W_{\lambda b}} \quad (6)$$

Nel momento in cui l'emissività risulti costante ed indipendente dalla lunghezza d'onda si è in presenza di un corpo grigio, per cui vale l'*Equazione 7*.

$$\varepsilon_\lambda = \frac{W_\lambda}{W_{\lambda b}} = \frac{W}{W_b} = \varepsilon \quad (7)$$

Per un oggetto reale l'emissività non è costante ed è dipendente dalla lunghezza d'onda, per cui non equiparabile ad un corpo grigio, tuttavia per piccoli intervalli di lunghezze d'onda è lecito assumere costante tale parametro e pari al valore medio assunto, ciò è possibile, in quanto il rateo di variazione rispetto la lunghezza d'onda è molto contenuto nel caso di corpi solidi.

Qualora la radiazione incidente su di un oggetto venga interamente assorbita, senza presentare trasmissione o riflessione, l'assorbività risulterà pari ad 1. A temperatura costante tutta l'energia assorbita dovrà essere nuovamente emessa, per cui in questo caso l'emissività sarà unitaria. Da ciò segue che per un corpo nero l'assorbività e l'emissività sono uguali e pari ad 1.

A livello generale, per una data lunghezza d'onda e temperatura, secondo la legge di Kirchoff (*Equazione 8*) l'assorbività e l'emissività di qualsiasi materiale sono uguali.

$$\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda \quad (8)$$

Conseguentemente per materiali opachi si ottiene l'*Equazione 9*.

$$\rho_\lambda = 1 - \varepsilon_\lambda \quad (9)$$

Da cui segue che per corpi grigi, emettendo solamente una frazione dell'energia emessa dal corrispondente corpo nero, l'emissività sarà sempre minore di 1 e la riflettività superiore a zero.

A questo punto, se si sostituisce l'*Equazione 7* in quella di Stefan-Boltzmann (*Equazione 5*), si ottiene la relazione di Stefan-Boltzmann per un corpo grigio (*Equazione 10*), valida anche per uno reale se soddisfatte le ipotesi precedentemente riportate.

$$W = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (10)$$

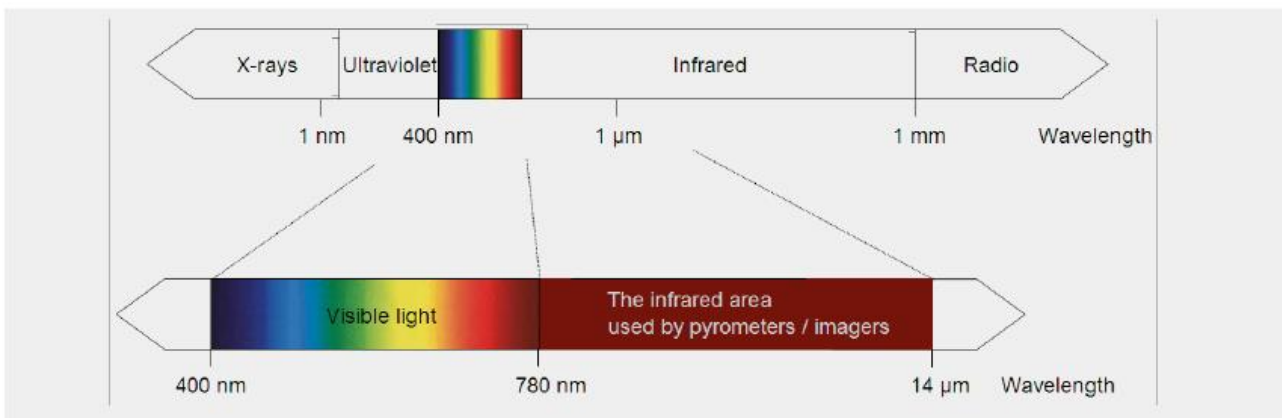
L'*Equazione 10* rappresenta la relazione alla base della termografia, e permetterà in seguito di definire la formulazione che legherà la temperatura del corpo alla radiazione misurata attraverso la termocamera.



## Misura della temperatura

A livello preliminare, al fine di poter effettuare le misure di temperatura, è necessario tenere conto che a causa dell'assorbimento da parte dell'atmosfera non risulta possibile utilizzare tutto il campo di lunghezze d'onda degli infrarossi, per cui esistono solo alcune regioni utilizzabili (*Figura 3*):

- infrarossi-vicini (near-infrared NIR) da  $0.8\mu\text{m}$  a  $1.7\mu\text{m}$ ;
- infrarossi a lunghezza d'onda corta (short-wavelength infrared SWIR) da  $1\mu\text{m}$  a  $2.5\mu\text{m}$ ;
- infrarossi a lunghezza d'onda media (mid-wavelength infrared MWIR) da  $2\mu\text{m}$  a  $5\mu\text{m}$ ;
- infrarossi a lunghezza d'onda lunga (long-wavelength infrared LWIR) da  $8\mu\text{m}$  a  $14\mu\text{m}$ .



*Figura 3: Spettro elettromagnetico*

Di queste vengono usate comunemente dalle macchine termografiche la MWIR e la LWIR. Ciò per via della relazione tra la temperatura e la lunghezza d'onda, infatti per avere la massima sensibilità nella misura occorre effettuarla nell'intervallo di lunghezze d'onda in cui si ha la massima emissione (*Figura 1*), per cui sono richieste lunghezze d'onda superiori a quelle corrispondenti agli infrarossi a lunghezza d'onda corta. Inoltre le radiazioni infrarosse, viaggiando attraverso l'atmosfera, vengono parzialmente assorbite dalle particelle contenute nell'aria, principalmente dalla  $\text{CO}_2$  e dall' $\text{H}_2\text{O}$ , e in particolare, nel campo delle lunghezze d'onda corrispondenti alle onde medie e a quelle lunghe, questo assorbimento risulta essere inferiore.

Quanto appena affermato trova spiegazione osservando la *Figura 4* in cui vi è riportata la trasmittanza dell'atmosfera al variare della lunghezza d'onda. È possibile notare come nelle bande corrispondenti agli infrarossi a lunghezza d'onda media e lunga la trasmittanza risulti superiore comparata alle altre zone. Per tale motivo, ricordando che tra  $2\mu\text{m}$  a  $5\mu\text{m}$  si ha il massimo dell'emissione di corpi ad alte temperature, mentre tra  $8\mu\text{m}$  a  $14\mu\text{m}$  per quelli a basse temperature (*Figura 1*), generalmente le termocamere ad infrarossi a lunghezza d'onda media (MWIR) vengono utilizzate per misure ad alta temperatura, mentre quelle a lunghezza d'onda lunga (LWIR) nel caso di temperature prossime a quella ambiente.

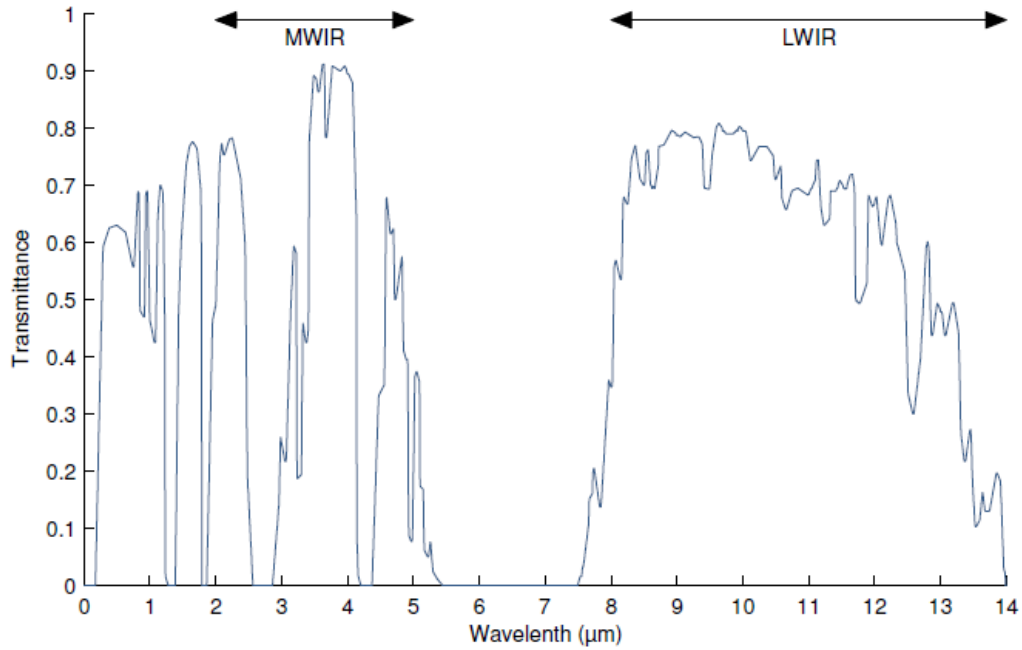


Figura 4: Trasmittanza dell'atmosfera in funzione della lunghezza d'onda

Definito il campo di lunghezze d'onda che permette di ottenere la massima sensibilità di misura, essendo che la radiazione rilevata dalla termocamera non è corrispondente unicamente a quanto emesso dall'oggetto (Figura 5), ma come anticipato vi è l'influenza dell'atmosfera, oltre che di altri contributi esterni, questi dovranno pertanto essere rimossi attraverso la procedura di compensazione, al fine di ottenere una corretta misura di temperatura.

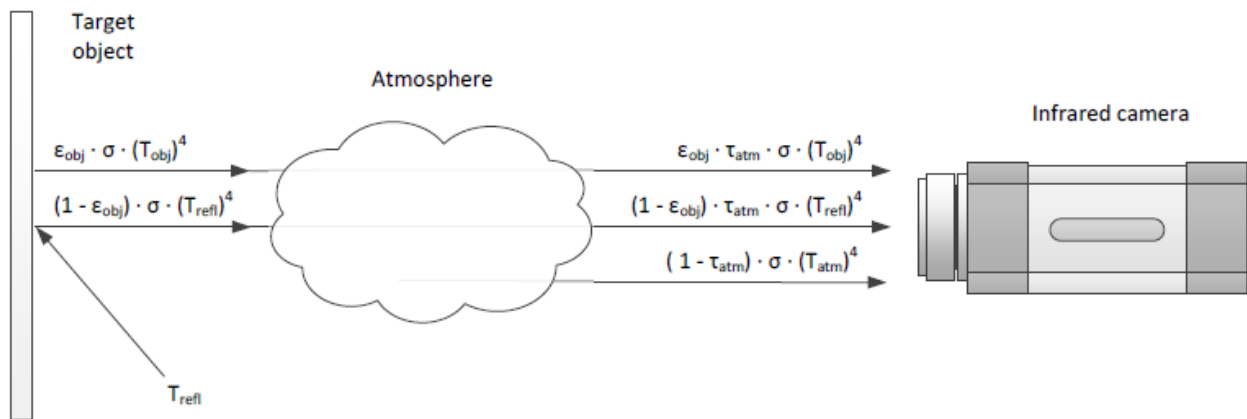


Figura 5: Schematizzazione dei parametri influenti sulle misurazioni tramite termocamera

La radiazione totale ( $[W_{tot}] = W/m^2$ ) ricevuta dalla termocamera deriva da (Figura 5):

- l'emissione dell'oggetto ( $[E_{obj}] = W/m^2$ );
- la riflessione dell'oggetto ( $[E_{refl}] = W/m^2$ );
- l'emissione dell'atmosfera ( $[E_{atm}] = W/m^2$ ).

Conseguentemente la si può esplicitare secondo l'Equazione 11.

$$W_{tot} = E_{obj} + E_{refl} + E_{atm} \quad (11)$$

### ***Emissione dell'oggetto $E_{obj}$***

A causa della presenza dell'atmosfera la radiazione emessa dall'oggetto non viene ricevuta interamente dalla termocamera perché parte verrà assorbita, per cui la quota trasmessa sarà fornita dall'*Equazione 12*.

$$E_{obj} = \varepsilon_{obj} \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{obj})^4 \quad (12)$$

### ***Riflessione dell'oggetto $E_{refl}$***

Essendo il corpo assimilabile ad uno grigio, questo sarà in grado di riflettere le radiazioni emesse dall'ambiente che lo circonda. Ricordando l'*Equazione 8*, che esprime il legame tra l'assorbività e l'emissività e che parte della radiazione risulta assorbita dall'atmosfera, si ottiene l'espressione di  $E_{refl}$  (*Equazione 13*).

$$E_{refl} = \rho_{obj} \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{refl})^4 = (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{refl})^4 \quad (13)$$

### ***Emissione dell'atmosfera $E_{atm}$***

Ricordando che l'emittanza dell'atmosfera è  $\varepsilon_{atm} = (1 - \tau_{atm})$ , l'emissione di questa può essere espressa secondo l'*Equazione 14*.

$$E_{atm} = \varepsilon_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{atm})^4 = (1 - \tau_{atm}) \cdot \sigma \cdot (T_{atm})^4 \quad (14)$$

Sostituendo l'*Equazione 12*, l'*Equazione 13*, e l'*Equazione 14* all'interno dell'*Equazione 11* si ottiene (*Equazione 15*):

$$W_{tot} = \varepsilon_{obj} \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{obj})^4 + (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{refl})^4 + (1 - \tau_{atm}) \cdot \sigma \cdot (T_{atm})^4 \quad (15)$$

Per cui la temperatura dell'oggetto sarà fornita dall'*Equazione 16*.

$$T_{obj} = \sqrt[4]{\frac{W_{tot} - (1 - \varepsilon_{obj}) \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma \cdot (T_{refl})^4 - (1 - \tau_{atm}) \cdot \sigma \cdot (T_{atm})^4}{\varepsilon_{obj} \cdot \tau_{atm} \cdot \sigma}} \quad (16)$$

Per risolverla è necessario conoscere:

- la trasmittanza dell'atmosfera  $\tau_{atm}$  (valore usualmente molto prossimo all'unità), stimata generalmente conoscendo la misura della distanza che intercorre tra l'oggetto e la termocamera e l'umidità relativa;
- la temperatura dell'atmosfera  $T_{atm}$ , misurata tramite termometro;
- l'emittanza dell'atmosfera  $\varepsilon_{atm} = (1 - \tau_{atm})$ , il cui valore è circa nullo, per cui il contributo di emissione da parte dell'atmosfera  $E_{atm}$  risulta trascurabile per le misure di temperatura;
- l'emissività dell'oggetto  $\varepsilon_{obj}$ ;
- la temperatura di riflessione  $T_{refl}$ .

Questi ultimi due parametri sono di notevole influenza per la stima della temperatura, per cui è necessario valutarli accuratamente.

### ***Valutazione dell'emissività dell'oggetto $\epsilon_{obj}$***

Ricordando che l'emissività indica la quantità di radiazione emessa da un corpo rispetto ad uno nero alla medesima temperatura, si riscontra che commettere un piccolo errore nella sua valutazione nel caso di corpi a bassa emissività conduce a grandi scostamenti nella stima della temperatura, mentre per oggetti ad elevata emissività porta solamente a lievi variazioni nelle misurazioni.

Per la misura di questo parametro esiste una procedura generale. Questa consiste nel riscaldare l'oggetto fino alla temperatura cui si troverà ad operare, questa viene misurata tramite una termocoppia (metodo a contatto), oppure mediante termocamera su di una striscia di materiale avente emissività nota (metodo del materiale a emissività di riferimento), a questo punto, disponendo della temperatura reale, si effettua la misurazione tramite termocamera sull'oggetto e per confronto si determina  $\epsilon_{obj}$ .

### ***Valutazione della temperatura di riflessione $T_{ref}$***

Questo parametro è importante tanto più la riflettività dell'oggetto è alta, ovvero nel caso di corpi a bassa emissività.

Per la valutazione della temperatura di riflessione l'approccio più utilizzato e che fornisce i risultati migliori è il metodo del riflettore. Questo consiste nell'utilizzare un riflettore standard calibrato, oppure, come soluzione più comune, un foglio di alluminio accartocciato e rispianato, disposto poi nel campo di visione della termocamera. Se ne effettua la misura di temperatura assumendo un'emissività unitaria ed una distanza nulla, in seguito, utilizzando come  $T_{ref}$  quella rilevata precedentemente sul riflettore, si valuta la temperatura del corpo, la quale costituirà la temperatura di riflessione effettiva  $T_{ref}$ .

# Termografia passiva e attiva

Come precedentemente anticipato le misurazioni di temperatura sono realizzabili secondo due diverse metodologie, la termografia passiva in cui si effettuano unicamente misure di temperatura e quella attiva in cui l'incremento di temperatura rilevato viene indotto tramite fonte di eccitazione esterna.

Di seguito si riportano le basi teoriche e le relazioni inerenti questi due tipi di termografia, mediante cui, in seguito all'elaborazione dei dati acquisiti, è possibile determinare le proprietà di interesse di un materiale.

## Termografia di tipo passivo

In ambito meccanico la termografia passiva consiste nella misurazione della temperatura dell'oggetto sotto analisi e, dalla successiva elaborazione dei dati acquisiti, permette di valutare la presenza di difetti o cricche, di effettuare previsioni in merito a possibili rotture in esercizio, oppure può essere utilizzato come strumento alternativo per la stima di proprietà meccaniche, quali ad esempio il limite di fatica.

Oggetto di questo elaborato è l'utilizzo di questa tecnica con lo scopo di valutare il danneggiamento di un materiale ad opera di carichi ciclici, tramite la determinazione del limite di fatica dello stesso. Questo metodo può essere ritenuto infatti alternativo a quelli classici come lo Staircase, il quale prevede l'utilizzo di un grande numero di provini (almeno 15) al fine di realizzare la campagna di prove sperimentali, che richiederà conseguentemente molto tempo per essere portata a termine, dato che il numero di cicli di sollecitazione è usualmente di alcuni milioni, in quanto prossimi ai valori corrispondenti al limite di fatica.

L'uso della tecnica termografica permette di ottenere ottimi risultati, abbattendo i tempi necessari per la determinazione di tale limite, in quanto, se scelto opportunamente il livello di sollecitazione pianificando correttamente le prove, è sufficiente eseguire un numero di cicli decisamente minore rispetto ai metodi tradizionali.

## Principi base

Nel momento in cui un componente di un qualsiasi materiale viene sottoposto ad un carico, si riscontra una tendenza di questo a dissipare parte dell'energia meccanica spesa. Per livelli di deformazione contenuti questa costituisce una piccola percentuale dell'energia elastica accumulata, mentre con l'aumentare del livello di sollecitazione tale percentuale diventa più significativa.

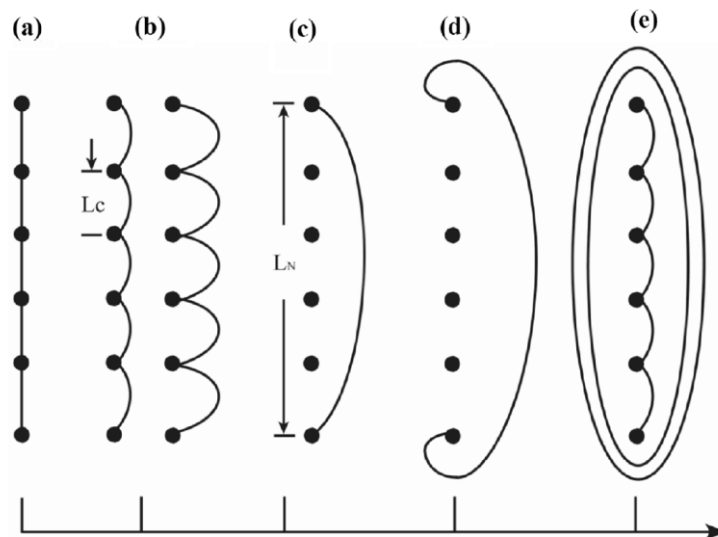
In particolare questa dissipazione energetica è un indicatore molto sensibile delle variazioni microstrutturali, le quali avvengono all'interno del materiale in fase di deformazione, per cui, essendo accompagnata in parte dalla formazione di calore, un modo per valutare la dissipazione di energia è quello di effettuare misurazioni di temperatura. Tuttavia è necessario ricordare che, nel caso di fatica ad alto numero di cicli, in cui il livello di deformazione è contenuto, la quota principale di energia dissipata viene accumulata nel materiale sotto forma di riaggiustamenti locali delle dislocazioni.

Ricordando che la temperatura di un materiale metallico è indice del grado di agitazione degli atomi costituenti il reticolo cristallino, la deformazione di questo può condurre a variazioni energetiche interne al materiale.

In particolare per un oggetto sottoposto a carichi di trazione e compressione, in campo elastico si osserva rispettivamente un allontanamento ed un avvicinamento degli atomi, causando una variazione dell'energia cinetica degli stessi. Ciò conduce all'effetto termoelastico, per cui si riscontra una diminuzione di temperatura qualora il componente si trovi soggetto ad un carico di trazione, mentre in caso di compressione ad un incremento della stessa.

Tramite la valutazione dell'attrito interno al materiale possono essere presi in considerazione i fenomeni legati al movimento degli atomi rispetto al loro punto di equilibrio. Questi sono connessi inoltre alla presenza di difetti, in particolare alla diffusione di atomi interstiziali e alla sostituzione da parte quelli sostituzionali, oppure al movimento delle dislocazioni all'interno del reticolo cristallino. Il ritorno degli atomi verso la loro posizione di equilibrio è accompagnata dall'emissione di energia sotto forma di onda acustica, la quale conduce ad un incremento dell'energia cinetica degli atomi, con conseguente innalzamento della temperatura del materiale.

Tuttavia le dislocazioni non sono libere di muoversi, in quanto vi sono diversi ostacoli quali, la resistenza del reticolo cristallino, i legami tra le dislocazioni, i bordi grano e la presenza di più cristalli. Per tale motivo, al fine di porre in movimento una dislocazione, è necessario raggiungere un determinato livello di sforzo di taglio, noto come sforzo di Peierls-Nabarro, oltre cui il carico affaticante induce inoltre una vibrazione della linea di dislocazione attorno ai difetti interni (*Figura 6b*).



*Figura 6: Fenomeno di propagazione delle dislocazioni in funzione dello sforzo tangenziale, crescente verso destra*

Se il livello di sforzo cresce ulteriormente la linea di dislocazione si stacca dai difetti più deboli, ovvero quelli interni alla linea, e il processo continua fino a che questa collega solamente più i difetti maggiormente 'ancorati', ovvero quelli più esterni (*Figura 6c*). A questo punto continuerà ad oscillare all'interno di una regione ricca di difetti, accompagnata da dissipazioni energetiche che aumentano all'aumentare del carico. Fino a questo momento il materiale non presenta degradazione della microstruttura per cui non subisce danno.

Con l'accrescere del livello di sollecitazione viene raggiunto un valore limite, oltre cui si innesca il meccanismo di Frank Read, il quale comporta il superamento dei due difetti estremi da parte della linea di dislocazione (*Figura 6d*), con la conseguente formazione di una nuova dislocazione (*Figura 6e*). Si osserva tuttavia che questo valore limite è ancora molto inferiore al limite di fatica.

Proseguendo con i cicli di affaticamento questo processo di formazione di nuove dislocazioni continua ed è possibile notare che il livello di sforzo tangenziale che si oppone a quello che le genera accresce a causa dell'alto numero di dislocazioni, richiedendo uno sforzo maggiore per crearne di ulteriori. Queste inoltre vanno ad accumularsi a bordo grano e, al crescere dello sforzo lo superano, proseguendo con la formazione di nuove dislocazioni e, se il numero di cicli di sollecitazione è sufficiente, questo processo continua fino alla rottura finale del componente.

Esisterà un valore di sforzo tangenziale critico per cui saranno già state generate un numero di dislocazioni tale da non consentire la prosecuzione di tale fenomeno, e che corrisponderà proprio al limite di fatica nel momento in cui risultasse minore di quello richiesto per oltrepassare i bordi grano.

Conseguentemente, se si mantenesse un livello sforzo superiore a quello che innesca i meccanismi di Frank Read, ma inferiore al limite di fatica, si osserverebbe un processo irreversibile di formazione delle dislocazioni che causerebbe un danneggiamento permanente, ma limitato solo ad alcuni grani, per cui, non potendo oltrepassarli, il materiale non raggiungerebbe la rottura.

Si ricorda che quanto appena esposto si manifesta per livelli di tensione inferiori allo snervamento e in caso di fatica ad alto numero di cicli, per cui il materiale è ancora in campo elastico a livello macroscopico, benché vi siano fenomeni di microplasticizzazione locale all'interno di alcuni grani.

In aggiunta, durante sollecitazioni cicliche, è possibile riscontrare che a causa di questi fenomeni localizzati il componente viene a seguire dei cicli di isteresi, aventi area proporzionale all'energia dissipata, e conseguentemente anche al livello di sollecitazione. Per cui un ulteriore metodo per la valutazione del limite di fatica è rappresentato dalla valutazione dell'area di tali cicli, con il difetto però di risultare meno sensibile e quindi meno accurato rispetto alla valutazione dell'incremento di temperatura, soprattutto per tensioni inferiori al limite di fatica <sup>[6]</sup> (*Figura 7*).

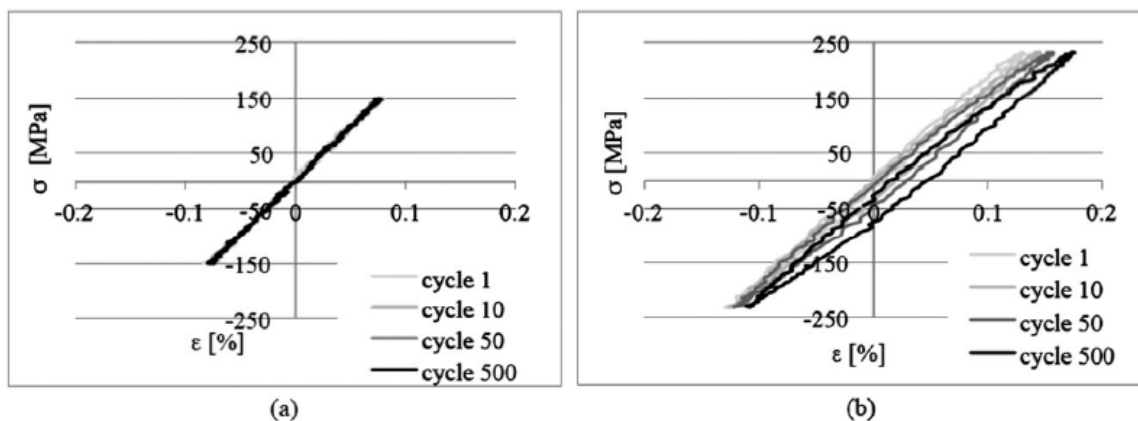


Figura 7: Cicli di isteresi sotto il limite di fatica (a) e sopra esso (b)

In accordo con i meccanismi di formazione e propagazione delle dislocazioni, la misura dell'area dei cicli di isteresi effettuata dopo avere provocato il danneggiamento di un materiale, senza arrivare

tuttavia alla rottura, comparato al caso in cui venga misurata prima del danneggiamento fornisce un valore maggiore della stessa. Questo in quanto all'interno del materiale vi sono siti di micro difetti distribuiti in modo probabilistico e in cui si instaurano fenomeni plastici, attivati in numero maggiore tanto più alto è il livello di carico. È ad opera di queste plasticizzazioni microscopiche che si registrano cicli di isteresi di area maggiore. Tuttavia, trovandosi macroscopicamente in campo elastico, rimuovendo il carico non permangono deformazioni residue.

## Fisica del problema

Si prosegue di seguito con la determinazione delle relazioni della variazione di temperatura e dell'area dei cicli di isteresi, in particolare nel caso di provini a sezione rettangolare e soggetti a cicli di fatica. Ciò seguendo la trattazione riportata in [6] e [7], ovvero studiando contemporaneamente dal punto di vista termico e meccanico le variazioni di energia interna dovute ai meccanismi irreversibili causati dal fenomeno della fatica, visti nel capitolo precedente sui principi base della termografia passiva.

Seguendo l'approccio di Doudard <sup>[10][11]</sup> è possibile stimare l'incremento di temperatura risultante partendo dall'espressione della potenza termica dissipata, metodo basato sull'equazione della diffusione termica monodimensionale, con il fine di quantificare l'energia dissipata durante le prove di fatica sotto forma di calore.

Questo metodo è stato sviluppato da Chrysochoos <sup>[9]</sup> partendo dalla combinazione del primo e del secondo principio della termodinamica, ottenendo l'equazione locale del calore (*Equazione 17*).

$$\rho c \dot{T} - \text{div}(\bar{k} : \text{grad}T) = \left( \sigma - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} \right) : \dot{\varepsilon} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha} \cdot \dot{\alpha} + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \varepsilon} : \dot{\varepsilon} + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha} : \dot{\alpha} + r_e \quad (17)$$

Dove:

- $\rho$  è la densità del materiale (kg/m<sup>3</sup>);
- $c$  il calore specifico (J/(kgK));
- $T$  la temperatura (K);
- $\bar{k}$  il tensore di conduzione (W/(mK));
- $\sigma$  il tensore degli sforzi di Cauchy (N/m<sup>2</sup>);
- $\Psi$  l'energia libera di Helmholtz (J/kg);
- $\varepsilon$  il tensore di deformazione;
- $\alpha$  il vettore che tiene conto del stato microstrutturale del materiale.

In particolare i termini a sinistra costituiscono gli operatori differenziali applicati alla temperatura, mentre quelli a destra indicano le sorgenti di calore:

- $d_1 = \left( \sigma - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} \right) : \dot{\varepsilon} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha} \cdot \dot{\alpha}$ , è la dissipazione intrinseca;
- $s_{the} = \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \varepsilon} : \dot{\varepsilon}$ , la sorgente termoelastica;
- $s_{ic} = \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha} : \dot{\alpha}$ , la fonte di 'accoppiamento' interna;
- $r_e$ , la fonte esterna di calore.



Al fine di semplificare la trattazione sono state introdotte le seguenti ipotesi:

- $\rho$  e  $c$  sono delle costanti del materiale;
- i termini convettivi associati alla derivata della temperatura nel tempo vengono trascurati, in quanto i gradienti di temperatura sono di piccola entità;
- il tensore di conduzione resta costante ed isotropo durante le prove;
- la sorgente di calore esterno  $r_e$  viene trascurata in quanto non presente nel caso in esame;
- le variazioni di temperatura indotte dalla prova di fatica non hanno influenza sullo stato microstrutturale, ipotizzando che queste variazioni siano contenute. Con tale assunzione si trascura la sorgente di accoppiamento  $s_{ic}$  e la fatica viene considerata un meccanismo puramente diffusivo.

Conseguentemente l'equazione di conduzione del calore si semplifica (*Equazione 18*).

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \nabla^2 \theta = d_1 + s_{the} \quad (18)$$

Con  $\theta = T - T_0$  che indica la variazione di temperatura.

Per semplificare ulteriormente l'*Equazione 18* si considera che prima della localizzazione la sorgente di calore sia distribuita uniformemente in ogni momento all'interno della regione misurata del provino, per cui si ottiene l'*Equazione 19*.

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} - \rho c \frac{\theta}{\tau_{eq}} = d_1 + s_{the} \quad (19)$$

Dove  $\tau_{eq}$  (s) indica le perdite locali di calore e dipende dalle condizioni termiche al bordo. Per il caso monodimensionale è calcolabile tramite l'*Equazione 20* [8].

$$\tau_{eq} = \frac{\rho c S}{2h_1(e+l)} \quad (20)$$

Dove  $S$  la sezione ( $m^2$ ),  $e$  lo spessore (m),  $l$  la larghezza (m) e  $h_1$  il coefficiente di scambio termico laterale del provino ( $W/(m^2K)$ ).

Essendo la potenza termoelastica totale nulla in un ciclo di fatica, scrivendo  $\frac{\partial \theta}{\partial T}$  come  $\dot{\theta}$  e riordinando i termini dell'*Equazione 19*, questa si riduce a (*Equazione 21*):

$$\dot{\theta} - \frac{\theta}{\tau_{eq}} = \frac{d_1}{\rho c} \quad (21)$$

Integrando l'*Equazione 21* si ottiene la temperatura media in un ciclo (*Equazione 22*):

$$\theta = \frac{\tau_{eq}}{\rho c} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right)} \right] d_1 \quad (22)$$

Per cui  $\theta$  dipenderà dal modello utilizzato per valutare la dissipazione intrinseca  $d_1$ .

Per fare ciò si fa riferimento alle ipotesi di Feltner [12], secondo cui si assume che per livelli di sollecitazione sotto il limite di fatica prevalgano i fenomeni anelastici, mentre sopra tale limite il movimento delle dislocazioni e la formazione delle microplasticizzazioni. Pertanto il limite di fatica

e la sua dispersione corrispondono alla regione di transizione tra due comportamenti diversi del materiale, caratterizzati da due differenti meccanismi di dissipazione.

### ***Sollecitazioni inferiori al limite di fatica***

Per livelli di sollecitazione sotto il limite di fatica il comportamento del materiale risulta principalmente anelastico <sup>[12]</sup>, tuttavia, nonostante vi siano fenomeni dissipativi, il comportamento del materiale viene considerato come lineare, in accordo con quanto riportato da Lazan <sup>[13]</sup>.

Il modello più adeguato per trattare il fenomeno dell'anelasticità è quello di sovrapposizione di Boltzmann, come riportato da Zener <sup>[14]</sup> e confermato più recentemente in [15], in cui il fenomeno dello smorzamento viene rappresentato dall'angolo di perdita  $\varphi$  (rad). Inoltre è stato validato sperimentalmente da Kê <sup>[16]</sup>, il quale studiò l'effetto della temperatura e della frequenza sull'attrito viscoso a bordo grano. Un caso particolare contemplato da questo modello è proprio il comportamento elastico dei materiali.

Secondo la trattazione svolta da Lazan <sup>[13]</sup>, l'energia dissipata nel caso di sollecitazioni sotto il limite di fatica può essere calcolata valutando l'area dei cicli di isteresi nel diagramma sforzo-deformazione, la quale presenta una forma di tipo ellittico. In aggiunta l'energia di smorzamento associata  $D$  è fornita dall'*Equazione 23*.

$$D = \mathcal{F} \Sigma_0^2 \quad (23)$$

Dove  $\mathcal{F}$  è la costante di smorzamento ( $\text{MPa}^{1-n}$ ), con  $\Sigma_0$  la componente alternata dello sforzo (MPa) e 2 è l'esponente di smorzamento ( $n$ ).

Seguendo la trattazione di Giovannozzi <sup>[17]</sup>, il quale ha utilizzato l'approccio di Föppl, l'area ellittica viene valutata tramite l'*Equazione 24*.

$$a = \int_0^{2\pi} \Sigma_0 dE = \Sigma_0 E_0 \text{sen} \varphi \pi \quad (24)$$

Con  $E_0$  indicante la componente di deformazione alternata e ricordando che  $\varphi$  è l'angolo di perdita.

È possibile osservare come quest'area dipenda unicamente dalla componente alternata dello sforzo, essendo che quella media è solamente responsabile della traslazione nel diagramma sforzo-deformazione.

Nel caso di materiali metallici è lecito ipotizzare che la suddetta area sia piccola, per cui vale la legge di Hooke (*Equazione 25*).

$$\Sigma_0 \cong \bar{E} E_0 \quad (25)$$

Dove  $\bar{E}$  rappresenta il modulo di Young (MPa).

Conseguentemente si ottiene (*Equazione 26*):

$$a = \Sigma_0 E_0 \text{sen} \varphi \pi \cong \bar{E} E_0^2 \text{sen} \varphi \pi \quad (26)$$

Analogamente si può avere (*Equazione 27*):

$$a = \Sigma_0 E_0 \text{sen} \varphi \pi \cong \frac{\Sigma_0^2}{\bar{E}} \text{sen} \varphi \pi \quad (27)$$

Dove si osserva che l'area del ciclo di isteresi e conseguentemente l'energia dissipata, è proporzionale al quadrato della componente alternata dello sforzo.

Al fine di ottenere la potenza dissipata si moltiplica l'area  $a$  per la frequenza di sollecitazione  $f_r$ , ottenendo quindi la dissipazione intrinseca  $d_1$  (Equazione 28).

$$d_1 = f_r a \cong f_r \frac{\Sigma_0^2}{\bar{E}} \text{sen}\varphi \pi \quad (28)$$

Sostituendo nell'Equazione 22 si ricava infine l'incremento di temperatura nel caso di sollecitazioni sotto al limite di fatica (Equazione 29).

$$\theta = \frac{\tau_{eq}}{\rho c} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right)} \right] f_r \frac{\Sigma_0^2}{\bar{E}} \text{sen}\varphi \pi \quad (29)$$

Come ulteriori indicatori dell'energia dissipata sotto forma di calore, possono essere utilizzati la temperatura di stabilizzazione e l'area sottesa al profilo dell'incremento di temperatura fino ad un determinato numero di cicli.

Il primo parametro viene calcolato come (Equazione 30):

$$\Delta T_{stab} = \lim_{t \rightarrow \infty} \theta = \frac{\tau_{eq}}{\rho c} d_1 \quad (30)$$

Mentre il secondo per integrazione nel tempo di  $\theta$  (Equazione 31):

$$A = \int_0^t \theta dt = \frac{\tau_{eq}}{\rho c} \left\{ t - \tau_{eq} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right)} \right] \right\} d_1 \quad (31)$$

Conseguentemente, per sollecitazioni inferiori al limite di fatica, la temperatura di stabilizzazione (Equazione 32) e l'area sottesa da  $t=0$  ad un tempo generico  $t$  (Equazione 33) sono:

$$\Delta T_{stab} = \frac{\tau_{eq} f_r \text{sen}\varphi \pi}{\rho c \bar{E}} \Sigma_0^2 \quad (32)$$

$$A = \frac{\tau_{eq}}{\rho c} \left\{ t - \tau_{eq} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right)} \right] \right\} \frac{f_r \text{sen}\varphi \pi}{\bar{E}} \Sigma_0^2 \quad (33)$$

Si precisa che  $\Delta T_{stab}$  e  $A$  sono espresse in K, tuttavia in questo elaborato nella successiva parte sperimentale verranno espresse per comodità in °C.

### **Sollecitazioni superiori al limite di fatica**

Ricordando che secondo la trattazione di Feltner<sup>[12]</sup>, per livelli di sollecitazione superiori al limite di fatica, la formazione di microspasticizzazioni diventa un fenomeno importante e, come visto nella sezione dedicata ai principi base, il livello di sollecitazione è tale da porre in moto le dislocazioni tanto da conferirle la capacità di oltrepassare i bordi grano, con la continua formazioni di nuove dislocazioni fino alla rottura del componente, questa regione risulta dominata da comportamenti non lineari.

In accordo con la teoria di Eshelby<sup>[18]</sup>, le microplasticizzazioni vengono assimilate a delle inclusioni all'interno della matrice elastica del materiale e, seguendo la trattazione svolta da Doudard<sup>[11]</sup>, queste inclusioni vengono descritte tramite il processo di Poisson, specificato dalla funzione intensità  $\lambda$ , la quale segue una legge di potenza dell'equivalente ampiezza di sollecitazione  $\Sigma$  (MPa) (*Equazione 34*).

$$\lambda(\Sigma) = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\Sigma}{S_0} \right)^m \quad (34)$$

Dove  $V_0$  è il volume dell'inclusione ( $\text{mm}^3$ ),  $m$  la forma del modello e  $V_0 S_0^m$  [ $\text{mm}^3 \text{MPa}^m$ ] il parametro di scala, con  $m$  e  $S_0$  dipendenti dal materiale.

Essendo l'intensità del processo di Poisson corrispondente alla densità media delle inclusioni per una determinata ampiezza di sollecitazione, la probabilità di rottura del componente, che sarà legata alla probabilità di trovare almeno un'inclusione, sarà legata a  $\lambda$  e verrà a corrispondere al modello di Weibull<sup>[19]</sup>, i cui parametri caratteristici sono i medesimi della funzione intensità.

Proseguendo la trattazione sviluppata da Doudard<sup>[10][11]</sup>, si ha che per un processo di Poisson  $\frac{d\lambda}{d\varepsilon} V_\Omega d\Sigma$  è il numero medio di inclusioni attivate tra un livello di sollecitazione equivalente  $\Sigma$  e  $\Sigma+d\Sigma$  in un volume  $V_\Omega$ , cioè il numero di siti il cui limite di fatica medio è tra  $\Sigma$  e  $\Sigma+d\Sigma$  e la cui energia dissipata durante i cicli di carico è (*Equazione 35*).

$$V_{RVE} D = \frac{4V_0}{h} \Sigma \langle \Sigma_0 - \Sigma \rangle \quad (35)$$

Dove  $h$  è il modulo di indurimento [MPa] e  $\langle \cdot \rangle$  sono le parentesi di Macaulay (cioè la parte positiva dell'argomento).

Per un provino di volume  $V_\Omega$ , la densità di energia globalmente dissipata durante un ciclo di carico e per un'ampiezza di sollecitazione  $\Sigma_0$ , è data da (*Equazione 36*):

$$\Delta(\Sigma_0) = \int_0^{\Sigma_0} V_{RVE} D(\Sigma) \frac{d\lambda}{d\Sigma} d\Sigma = \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_0^{m+2}}{V_0 S_0^m} \quad (36)$$

Al fine di ottenere la potenza dissipata si moltiplica la densità di energia globalmente dissipata in un ciclo di carico  $\Delta(\Sigma_0)$  per la frequenza di sollecitazione  $f_r$ , ottenendo quindi la dissipazione intrinseca  $d_1$  (*Equazione 37*).

$$d_1 = f_r \Delta(\Sigma_0) \cong f_r \frac{4mV_0}{h(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_0^{m+2}}{V_0 S_0^m} \quad (37)$$

Sostituendo nell'*Equazione 22* si ricava infine l'incremento di temperatura nel caso di sollecitazioni sopra al limite di fatica (*Equazione 38*).

$$\theta = \frac{m\eta V_0}{(m+1)(m+2)V_0 S_0^m} \left[ 1 - e^{\left( -\frac{t}{\tau_{eq}} \right)} \right] \Sigma_0^{m+2} \quad (38)$$

Dove il termine descrivente il fenomeno termico  $\eta V_0$  è dato da (*Equazione 39*):

$$\eta V_0 = \frac{4f_r \tau_{eq}}{h\rho c} V_0 \quad (39)$$

Dall'Equazione 38 risulta possibile osservare come l'incremento di temperatura non dipenda più dal quadrato della componente alternata della tensione, ma dalla potenza di  $(m+2)$ , valore usualmente superiore a 2.

Da un punto di vista meccanico l'espressione dell'energia di smorzamento  $D$  (Equazione 23) mostra un esponente  $n$  generalmente maggiore di 2 ed i corrispondenti cicli di isteresi non sono né lineari né ellittici.

Sulla base della trattazione svolta nel capitolo precedente, per sollecitazioni superiori al limite di fatica, la temperatura di stabilizzazione (Equazione 40) e l'area sottesa da  $t=0$  ad un tempo generico  $t$  (Equazione 41) sono:

$$\Delta T_{stab} = \frac{4f_r\tau_{eq}m}{hpc(m+1)(m+2)} \frac{\Sigma_0^{m+2}}{S_0^m} \quad (40)$$

$$A = \frac{m\eta V_0}{(m+1)(m+2)V_0 S_0^m} \left\{ t - \tau_{eq} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_{eq}}\right)} \right] \right\} \Sigma_0^{m+2} \quad (41)$$

## Determinazione sperimentale del limite di fatica

A livello teorico, il limite di fatica di un materiale viene fornito dall'intersezione tra l'espressione descrivente l'incremento di temperatura sotto tale livello di tensione (Equazione 29) e quella per valori superiori (Equazione 38).

Per determinare sperimentalmente tale limite, in accordo con quanto dimostrato in [7], il metodo più accurato è il TCM (Two Curves Method) modificato, il quale, diversamente dal TCM classico basato su due rette ( $p_1 \cdot x + p_2$ ), consiste nell'utilizzare una parabola ( $c \cdot x^2$ ) come espressione approssimante i dati di temperatura sotto al limite di fatica, mentre per valori di tensione superiori una legge di potenza ( $a \cdot x^b$ ) ( $x = \Sigma_0$ ). Ciò in accordo con le espressioni analitiche (Equazione 32, Equazione 33, Equazione 40, Equazione 41), ricavate nel capitolo precedente analizzando la fisica del problema.

In tale studio si è concluso tuttavia che per carichi tali da consentire il raggiungimento della temperatura di stabilizzazione, l'utilizzo di una retta approssimante ( $p_1 \cdot x + p_2$ ) fornisce comunque ottimi risultati, fatto certamente garantito per livelli di sollecitazione inferiori al limite di fatica.

Analogamente, in accordo con la trattazione analitica e con i risultati ottenuti in [6] e ricordando che l'energia dissipata, e conseguentemente anche la densità di energia globalmente dissipata ( $\Delta$ ), è proporzionale all'area dei cicli di isteresi, il limite di fatica è individuabile sperimentalmente dall'intersezione tra la legge parabolica ( $c \cdot x^2$ ), approssimante i dati di area dei cicli di isteresi per carichi inferiori al limite di fatica, e la legge di potenza ( $a \cdot x^b$ ) per livelli di sollecitazione superiori ( $x = \Sigma_0$ ). Si osserva tuttavia che per carichi minori rispetto tale valore di tensione la legge di approssimazione lineare ( $p_1 \cdot x + p_2$ ) fornisce comunque buoni risultati.

Le intersezioni così individuate corrispondono al limite di fatica del materiale per il tipo di carico applicato durante le prove, ovvero in genere per tensione alternata ( $\sigma_a$ ) e media ( $\sigma_m$ ) qualunque, tuttavia il valore convenzionalmente utilizzato per indicare la resistenza a fatica del materiale è riferito ad un rapporto di ciclo  $R = -1$  ( $\sigma_{D-1}$ ), ovvero per tensione media nulla. Per ricondurre i risultati

sperimentali a tale valore è necessario utilizzare il diagramma di Haigh, in particolare le curve approssimanti l'andamento sperimentale del danneggiamento ( $\sigma_a$  in funzione di  $\sigma_m$ ) sono in genere quella di Gerber (1874) e l'ASME (1985), mentre la retta di Goodman (1922) costituisce una semplificazione cautelativa del fenomeno, usata per questo in fase di progettazione (Tabella 1) (Figura 8).

	ASME	Gerber	Goodman
<b>Relazione</b>	$\left(\frac{\sigma_m}{R_s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_{D-1}}\right)^2 = 1$	$\left(\frac{\sigma_m}{R_m}\right)^2 + \frac{\sigma_a}{\sigma_{D-1}} = 1$	$\frac{\sigma_m}{R_m} + \frac{\sigma_a}{\sigma_{D-1}} = 1$

Tabella 1: Principali criteri di danneggiamento presenti in letteratura

In Figura 8 viene riportato un confronto tra i punti sperimentali reperiti in [30] e le curve di ASME, Gerber e Goodman per alcuni tipi di acciaio e alluminio.

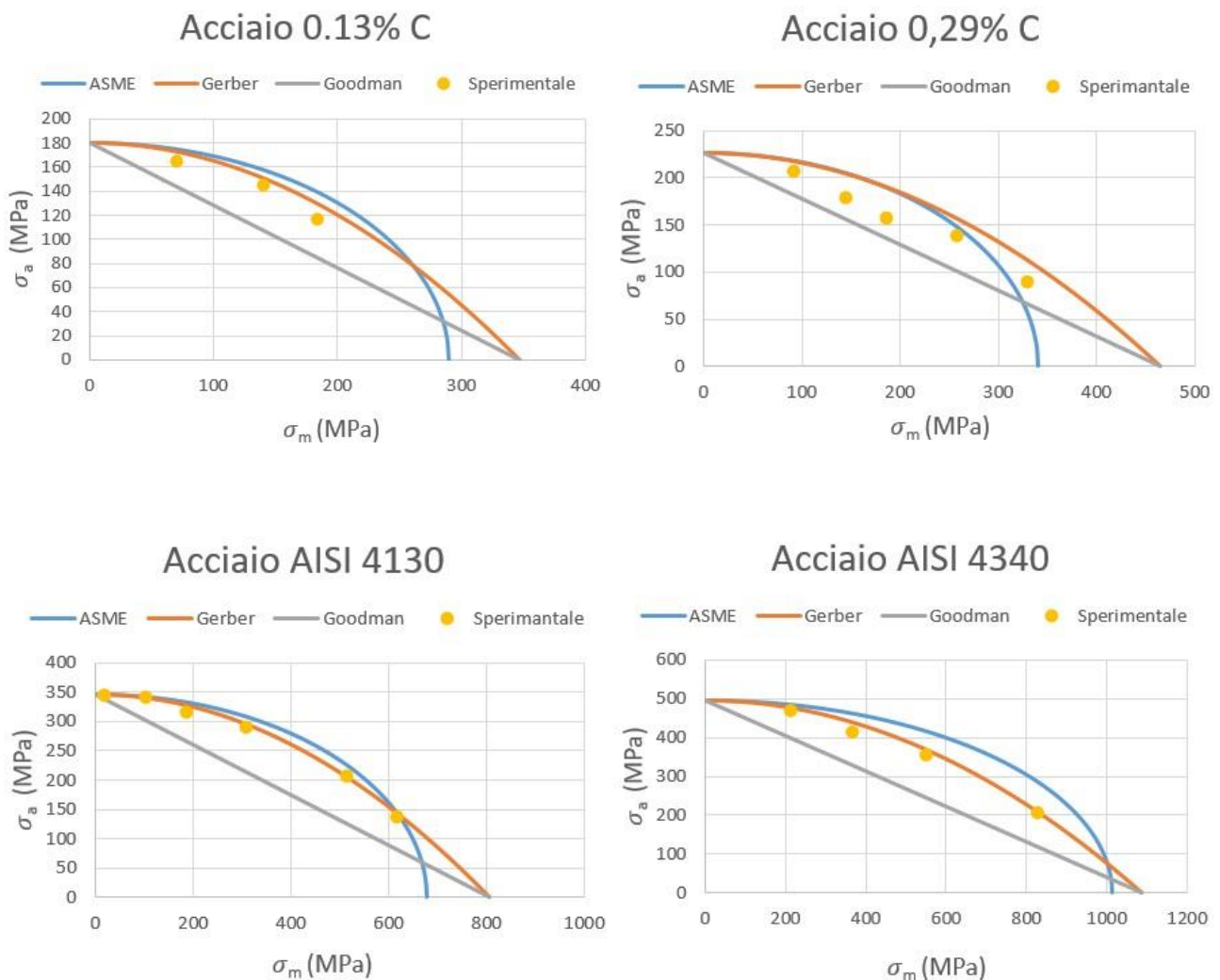


Figura 8a: Confronto tra punti sperimentali e criteri di danneggiamento (ASME, Gerber, Goodman) per alcuni tipi di acciaio

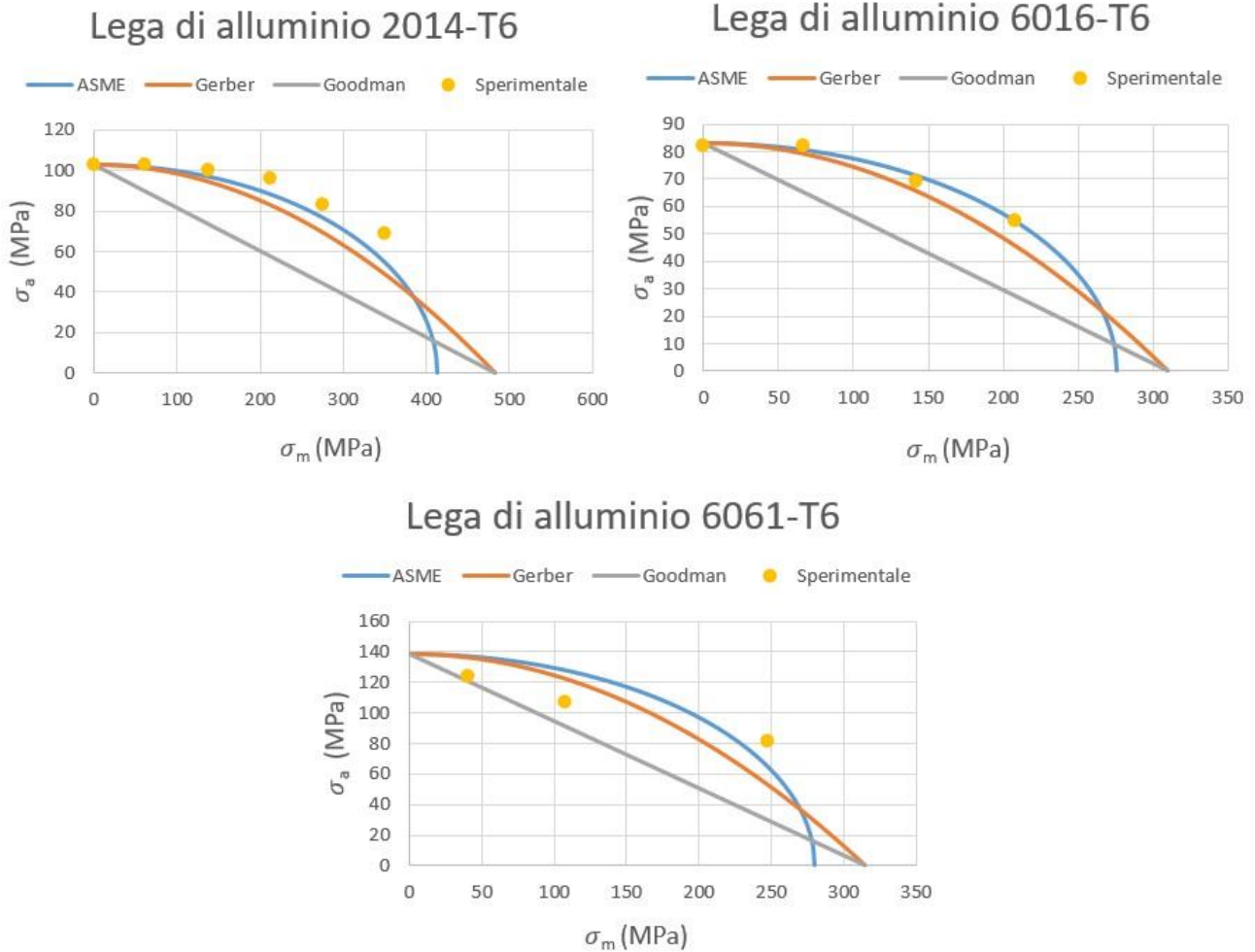


Figura 8b: Confronto tra punti sperimentali e criteri di danneggiamento (ASME, Gerber, Goodman) per alcune leghe di alluminio

In Tabella 2 sono riportate le caratteristiche e i punti sperimentali del diagramma di Haigh dei materiali di Figura 8.

Materiale	$R_m$ (MPa)	$R_s$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ (MPa)	$\sigma_m$ (MPa)	$\sigma_a$ (MPa)
Acciaio 0.13%C	347	290	180	70	165
				140	145
				184	117
Acciaio 0.29%C	464	341	227	93	206
				145	179
				186	158
				258	138
				330	90
Acciaio AISI 4130	806	679	345	20	344
				102	342
				185	316
				308	290
				514	206
				616	138

Acciaio AISI 4340	1088	1012	495	215	468
				368	413
				552	355
				828	206
Lega di alluminio 2014-T6	482	413	103	0	103
				62	103
				137	100
				212	96
				275	83
Lega di alluminio 6016-T6	310	276	83	350	69
				0	82
				67	82
				142	69
Lega di alluminio 6061-T6	315	280	139	208	55
				41	124
				107	107
				247	82

Tabella 2: Caratteristiche e punti sperimentali del diagramma di Haigh di alcuni tipi di acciaio e alluminio [30]

Come risulta possibile osservare da *Figura 8* e secondo quanto anticipato, le curve di ASME e Gerber forniscono una buona approssimazione dell'andamento sperimentale, mentre la retta di Goodman sottostima la reale resistenza del materiale.

Calcolando gli scostamenti percentuali a pari tensione media tra i punti sperimentali ( $\sigma_{a,sperim}$ ) e quelli stimati tramite le suddette relazioni ( $\sigma_{a,relaz}$ ) (Equazione 42) [30]:

$$X = \left( \frac{\sigma_{a,relaz} - \sigma_{a,sperim}}{\sigma_{a,sperim}} \right) \cdot 100 \quad (42)$$

ed eseguendone la media, si determina l'errore medio percentuale derivante dall'utilizzo delle espressioni di ASME, Gerber o Goodman.

In *Tabella 3* si riportano i risultati dei calcoli sopra riportati, con l'aggiunta della deviazione standard e della mezza banda di fiducia corrispondente ad un valore di confidenza pari al 95% e calcolata secondo la seguente relazione (Equazione 43) [27]:

$$\bar{x} \pm z_{\alpha/2} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (43)$$

Dove:

- $\bar{x}$  indica il valore medio calcolato;
- $z_{\alpha/2} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$  rappresenta la semi banda di fiducia, con:
  - $z_{\alpha/2}$ , il coefficiente che esprime il livello di confidenza, pari a 1,96 (95% di confidenza);
  - $\sigma$ , la deviazione standard;
  - $n$ , il numero di dati utilizzati per il calcolo della media.



	ASME	Gerber	Goodman
<b>Media (%)</b>	3.7	0.6	-25.0
<b>Deviazione standard (%)</b>	13.7	12.8	16.8
<b>Mezza banda di fiducia (95%) (%)</b>	4.8	4.5	5.9
<b>Limite superiore (%)</b>	8.5	5.1	-19.1
<b>Limite inferiore (%)</b>	-1.2	-3.9	-30.9

Tabella 3: Bontà nell'approssimazione dei punti sperimentali tramite le relazioni di ASME, Gerber e Goodman

In Tabella 3 sono inoltre riportati il limite superiore e inferiore della banda di errore, necessari nel momento in cui si debbano fornire dei risultati determinati applicando i criteri di danneggiamento in oggetto.

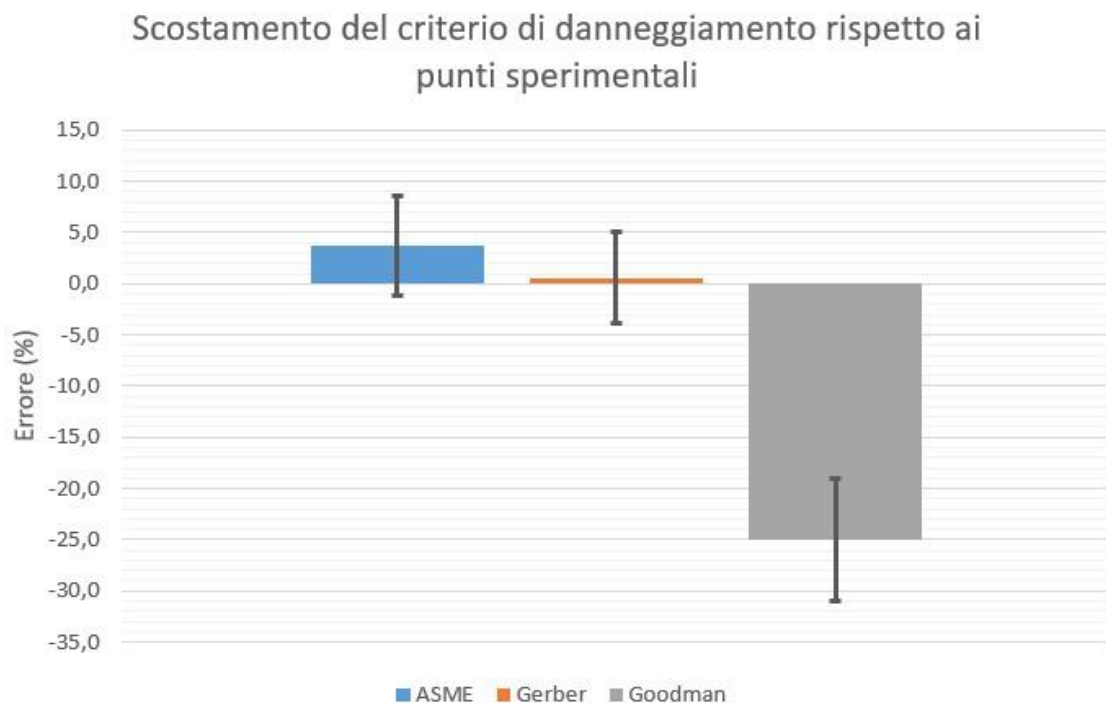


Figura 9: Bontà nell'approssimazione dei punti sperimentali tramite le relazioni di ASME, Gerber e Goodman

In Figura 9 vengono riportati graficamente i valori di Tabella 3. Come atteso la relazione di Goodman, essendo un criterio conservativo utilizzato in fase di progettazione, sottostima ampiamente la reale resistenza del materiale (da circa il 19 al 31%), mentre l'ASME e Gerber offrono una buona approssimazione dell'andamento sperimentale. Si osserva tuttavia che dai dati utilizzati il criterio ASME risulta meno accurato rispetto a quello di Gerber, contrariamente alle aspettative e a quanto affermato e determinato in [31] e [32].

# Termografia di tipo attivo

Analogamente alla tecnica passiva, questa consiste nell'effettuare misurazioni di temperatura tramite termocamera ad infrarossi, con la differenza però che viene impiegata una fonte di eccitazione esterna per indurre un surriscaldamento della zona sotto indagine dell'oggetto, grazie a cui, in seguito all'elaborazione dei dati acquisiti, sarà possibile valutare caratteristiche e proprietà del materiale.

## *Fonti di eccitazione*

Le fonti di eccitazione possono essere di vario tipo, a seconda di quella utilizzata si parla di termografia ottica, laser, induttiva e termografia a microonde.

- La tecnica di tipo ottico consta nell'utilizzo di flash fotografici e lampade alogene. Mediante i primi è possibile applicare impulsi ad alta energia in tempi brevi (alcuni millisecondi), mentre con le seconde piccole quantità di energia in tempi relativamente lunghi (alcuni secondi).
- La termografia laser costituisce una variazione rispetto quella di tipo ottico ed è particolarmente adatta ad individuare difetti disposti perpendicolarmente in superficie, come nel caso di cricche.
- La metodologia di tipo induttivo si basa sull'utilizzo delle correnti parassite o di Eddy, indotte da un campo magnetico alternato dovuto al passaggio di una corrente alternata in una o più spire disposte all'interno di una sonda. La presenza di discontinuità o variazioni delle proprietà porta ad una variazione del flusso delle correnti parassite, la quale viene rilevata dalla sonda. Inoltre induce un aumento di calore in prossimità della superficie. Per cui, oltre a misurare la deviazione del flusso dovuta alle discontinuità, si rileva anche la temperatura superficiale legata alla densità delle correnti di Eddy.
- La termografia a microonde sfrutta delle onde elettromagnetiche per ottenere un fenomeno noto con il nome di perdita dielettrica del mezzo. Si ricorda che un materiale perfettamente dielettrico non è un conduttore elettrico, mentre un conduttore perfetto possiede minime caratteristiche dielettriche. La perdita dielettrica è la perdita dell'energia elettromagnetica che si propaga all'interno di un materiale dielettrico, la quale è proporzionale alla variazione di calore, per cui misurabile tramite termocamera.
- Vi è poi inoltre un'altra tipologia meno praticata, la quale consiste nell'utilizzo come fonte di eccitazione di meccanismi di raffreddamento al posto che di riscaldamento <sup>[26]</sup>. Essendo questi due meccanismi di scambio di calore simili, sono stati condotti studi su questo metodo, il quale si può rivelare utile nel campo delle ispezioni.

## *Metodologie di eccitazione*

Scelta la fonte, è possibile eseguire un'ulteriore distinzione in base al tipo di eccitazione, in particolare vi è la 'pulsed thermography' (PT), la 'step heating thermography' (SHT) e la 'lock-in thermography' (LT).

- La PT (pulsed thermography) consiste nel sottoporre il componente sotto esame ad un impulso (*Figura 10*), registrando l'incremento di temperatura, il successivo decremento, oppure entrambi (*Figura 12*). Il fronte termico propaga sotto la superficie per diffusione seguendo la

legge di Fourier. Essendo che la presenza di difetti o discontinuità ostacola questo fenomeno, è possibile rilevarne la presenza tramite misurazioni di temperatura effettuate mediante termocamera.

Tuttavia riprodurre un impulso di ampiezza infinita e di durata tendente a zero (delta di Dirac) non risulta possibile, conseguentemente ciò che verrà fornito sarà un impulso di ampiezza  $A$  e durata  $\Delta t$  (Figura 11), che potrà essere considerato una delta di Dirac per  $\Delta t$  dell'ordine del millisecondo.

I vantaggi offerti da questo metodo sono la rapidità nell'esecuzione e la possibilità di stimare la profondità dei difetti. Per contro la profondità di analisi è limitata, come anche l'area di ispezione, legata peraltro alla potenza utilizzabile della sorgente.

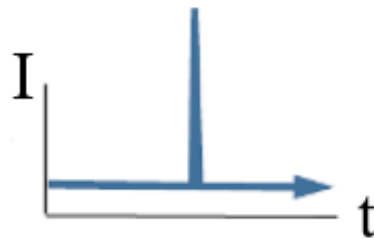


Figura 10: Eccitazione impulsiva

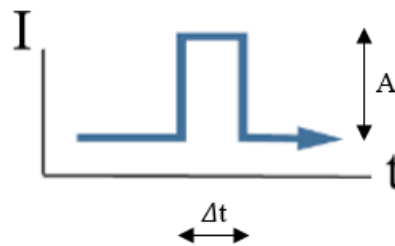


Figura 11: Eccitazione con impulso di ampiezza  $A$  e di durata  $\Delta t$

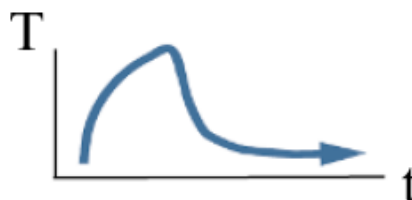


Figura 12: Risposta della temperatura ad un impulso finito (figura qualitativa)

- La SHT (step heating thermography) consiste nel sottoporre il componente sotto esame ad un gradino (Figura 13), registrando l'andamento della temperatura nel tempo (Figura 14). Rispetto all'impulso richiede sorgenti con minore potenza, consente di analizzare inoltre superfici maggiori ed il tempo di misurazione risulta inferiore comparato alla 'lock-in thermography' (trattata nel punto successivo).

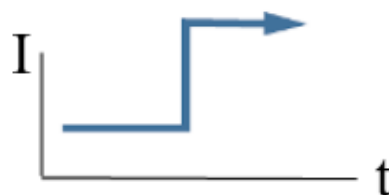


Figura 13: Eccitazione a gradino

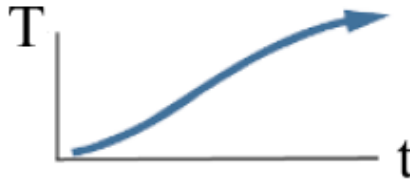


Figura 14: Risposta della temperatura ad un gradino (figura qualitativa)

- Nella LT (lock-in thermography) il componente sotto analisi è sottoposto ad un'eccitazione di tipo periodico, per cui una determinata forma d'onda viene ripetuta nel tempo con frequenza  $f=1/T$ , con  $T$  indicante il periodo.

I segnali utilizzati generalmente sono di tipo sinusoidale o ad onda quadra, quest'ultima ripetuta periodicamente (Figura 15) con determinato duty cycle (Equazione 44)

$$DC = \frac{t_{ON}}{T} \quad (44)$$

Dove  $t_{ON}$  indica il tempo per cui il segnale di eccitazione viene mantenuto attivo all'interno di un periodo  $T$ .

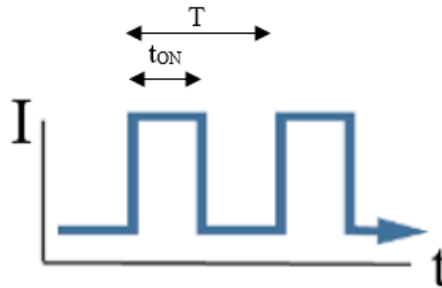


Figura 15: Eccitazione ad onda quadra

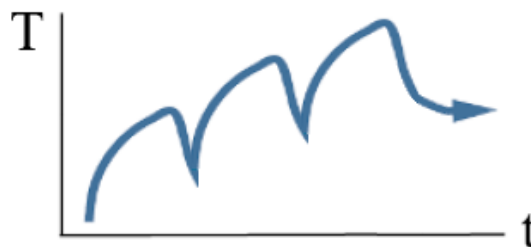


Figura 16: Risposta della temperatura ad un'onda quadra (figura qualitativa)

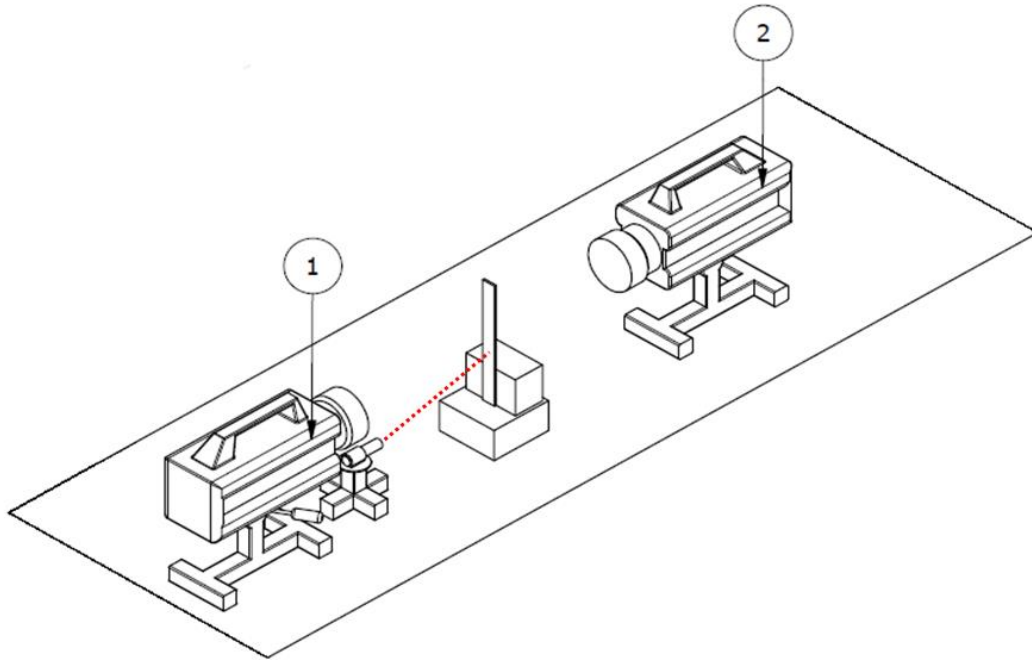
Dalle misure eseguite tramite termocamera risulta un profilo di temperatura nel tempo analogo a quello riportato in Figura 16. Noti gli andamenti, è possibile determinare i valori di fase e ampiezza del segnale di temperatura misurato, parametri elaborati in seguito secondo procedure dipendenti dall'oggetto dell'analisi.

Questa tecnica offre il vantaggio di potere analizzare superfici ampie, oltre che fornire in genere bassa energia termica alla superficie del componente da ispezionare.

## Stima della diffusività termica

Le modalità di impiego di questa tecnica sono molteplici, le principali sono la valutazione della presenza di difetti o discontinuità all'interno di un componente, l'individuazione del fenomeno della corrosione e la determinazione delle proprietà termiche di un materiale.

In questo elaborato si tratterà in particolare dell'uso della termografia attiva per stimare l'effetto di cicli affaticanti sulla diffusività termica  $D$ . Tale parametro può essere stimato utilizzando la tecnica nota come 'metodo delle pendenze', la quale consiste nel riscaldare periodicamente il provino sotto test tramite una sorgente ottica focalizzata (laser). Le oscillazioni di temperatura in funzione della coordinata radiale vengono misurate tramite termocamera ad infrarossi, in particolare possono essere rilevate sia sul lato esposto alla sorgente di calore (① in *Figura 17*) che su quello opposto (② in *Figura 17*).



*Figura 17: Metodologie di misura tramite termocamera*

A distanza opportuna rispetto al centro del fascio di riscaldamento, il logaritmo dell'ampiezza e lo sfasamento dei segnali termografici variano linearmente con la distanza e con pendenza inversamente proporzionale alla diffusività termica, per cui approssimando i dati con una retta risulta possibile valutarla (comunque sotto determinate ipotesi, trattate nel capitolo inerente la fisica del problema).

## Fisica del problema

Si prosegue di seguito con la determinazione delle relazioni che permettono di calcolare la diffusività termica del materiale in esame. Ciò eseguendo una trattazione analoga a quella riportata in [22].

Riprendendo l'equazione locale del calore, introdotta nel capitolo della termografia passiva e riportata per comodità di seguito (*Equazione 17*),

$$\rho c \dot{T} - \text{div}(\bar{k} : \text{grad}T) = \left( \sigma - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} \right) : \dot{\varepsilon} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha} \cdot \dot{\alpha} + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \varepsilon} : \dot{\varepsilon} + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha} : \dot{\alpha} + r_e \quad (17)$$

e considerando che il tensore di conduzione  $\bar{k}$  è costante ed isotropo durante le prove e che l'unica sorgente di calore è quella esterna  $r_e$  ( $J/(m^3s)$ ), l'*Equazione 17* si semplifica ottenendo (*Equazione 45*):

$$\rho c \dot{T} - k \text{div}(\text{grad}T) = r_e \quad (45)$$

Anche scrivibile come (Equazione 46):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - k \nabla^2 T = r_e \quad (46)$$

Prendendo in esame un provino omogeneo, isotropo, semi-infinito, opaco e che non è in grado di scambiare calore con l'ambiente circostante, la sua superficie viene investita da un fascio laser di potenza  $P_0$  (W) e modulato in modo tale da ottenere un segnale periodico di frequenza  $f$ , inducendo un'oscillazione di temperatura del provino alla medesima frequenza (Equazione 47).

$$T(r, z, t) = T(r, z) e^{i\omega t} \quad (47)$$

Con  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  (m) (Figura 18).

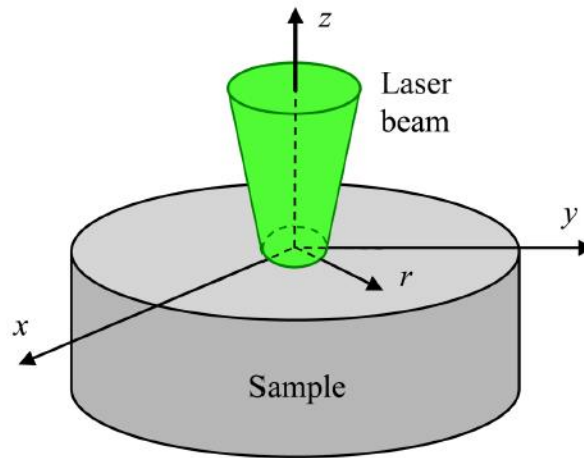


Figura 18: Schema del problema

Inserendo l'Equazione 47 nell'equazione di diffusione del calore, la dipendenza spaziale della temperatura soddisfa l'equazione modificata di Helmholtz (Equazione 48).

$$\nabla^2 T(r, z) - q^2 T(r, z) = 0 \quad (48)$$

Dove  $q^2 = i\omega/D$ , con  $D$  che indica la diffusività termica ( $[D] = m^2/s$ ).

Grazie alla simmetria cilindrica del problema risulta conveniente lavorare nello spazio di Hankel, per cui l'equazione di Helmholtz diventa (Equazione 49):

$$\frac{d^2 \tilde{T}(\delta, z)}{dz^2} - \beta^2 \tilde{T}(\delta, z) = 0 \quad (49)$$

Dove:

- $\beta^2 = \delta^2 + i\omega/D$ ;
- $\delta$  indica la variabile coniugata della coordinata radiale  $r$  nello spazio di Hankel;
- $\tilde{T}(\delta, z)$  è la trasformata di Hankel della temperatura  $T(r, z)$ .

La soluzione generale dell'Equazione 49 è (Equazione 50):

$$\tilde{T}(\delta, z) = A(\delta) e^{\beta z} + B(\delta) e^{-\beta z} \quad (50)$$

Con A e B ricavate come segue:

- essendo che il secondo termine del lato destro dell'Equazione 50 aumenta esponenzialmente penetrando il provino ( $z < 0$ ), fatto incoerente con quanto atteso fisicamente, è necessario che  $B(\delta)$  sia nullo;
- imponendo come condizione al bordo per  $z = 0$  il flusso di calore:  $-k \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{\eta P_0}{4\pi} e^{-\frac{(\delta a)^2}{8}}$ , in cui il termine a destra rappresenta la trasformazione di Hankel del profilo gaussiano del raggio laser  $\frac{\eta P_0}{\pi a^2} e^{-\frac{2r^2}{a^2}}$ ,  $k$  la conduttività termica (W/(mK)),  $\eta$  la frazione di potenza assorbita dal provino e  $a$  il raggio del fascio laser (m), è possibile determinare  $A(\delta)$ .

Pertanto la temperatura nello spazio di Hankel sarà data da (Equazione 51):

$$\tilde{T}(\delta, z) = \frac{\eta P_0}{4\pi k} \frac{e^{\beta z}}{\beta} e^{-\frac{(\delta a)^2}{8}} \quad (51)$$

Antitrasformando si ricava l'andamento di temperatura (Equazione 52):

$$T(r, z) = \frac{\eta P_0}{4\pi k} \int_0^\infty \delta J_0(\delta r) \frac{e^{\beta z}}{\beta} e^{-\frac{(\delta a)^2}{8}} d\delta \quad (52)$$

Dove  $J_0 = \sum_{n=0}^\infty (-1)^n \frac{x^{2n}}{2^{2n}(n!)^2}$  indica la funzione di Bessel di ordine zero.

Per un fascio laser di raggio tendente a zero ( $a = 0$ ) l'Equazione 52 si semplifica (Equazione 53):

$$T(R) = \frac{\eta P_0}{4\pi k} \frac{e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{D}}R}}{R} = \frac{\eta P_0}{4\pi k} \frac{1}{R} e^{-\frac{R}{\mu}} e^{-i\frac{R}{\mu}} = |T| e^{-i\varphi} \quad (53)$$

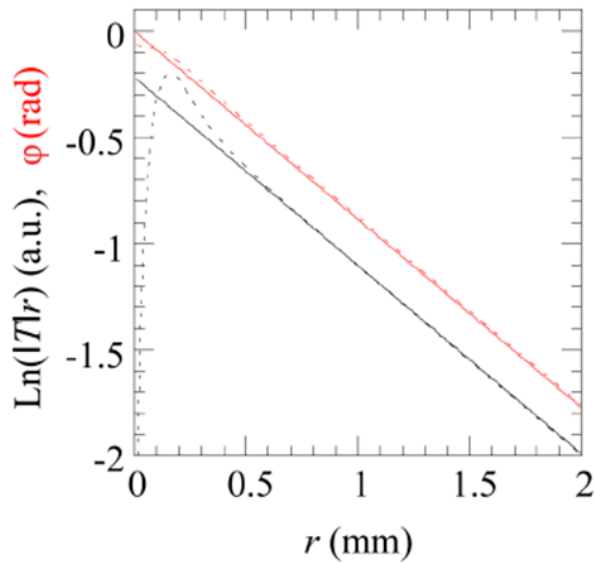
Dove:

- $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  (m);
- $|T|$  è l'ampiezza di temperatura (K);
- $\varphi$  è la fase della temperatura (rad);
- $\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$  indica la lunghezza di diffusione (m), la quale rappresenta la distanza percorsa dall'onda rispetto la posizione del punto laser, cui corrisponde un decremento della fase pari ad un radiante, oppure una riduzione del prodotto ( $|T|R$ ) di un fattore  $e$ .

Come risulta possibile osservare dall'Equazione 53 la fase  $\varphi = R \sqrt{\frac{\pi f}{D}}$  e  $\ln(|T|R) = \ln\left(\frac{\eta P_0}{4\pi k}\right) - R \sqrt{\frac{\pi f}{D}}$  sono funzioni lineari della distanza dal punto di applicazione del laser ( $R$ ), con la medesima pendenza  $m = \frac{1}{\mu} = \sqrt{\frac{\pi f}{D}}$ , pertanto, grazie a queste relazioni, è sufficiente eseguire un'approssimazione di tipo lineare dei dati di  $\ln(|T|R)$  o della fase ( $\varphi$ ) per valutare la diffusività termica  $D$  di un materiale.

In riferimento all'ipotesi di raggio del laser  $a$  tendente a zero, si può verificare [22] utilizzando l'Equazione 52 che un valore finito di questo parametro non influisce sulla pendenza dei suddetti

andamenti, come risulta possibile osservare in *Figura 19*, in cui sono riportati  $\ln(|T|r)$  e  $\varphi$  di un acciaio AISI-304 ( $D = 4\text{mm}^2/\text{s}$ ,  $k = 15\text{W}/(\text{mK})$ ) per una frequenza di eccitazione pari ad 1Hz e  $\eta P_0 = 150\text{W}$ .



*Figura 19: Andamento di  $\ln(|T|r)$  e  $\varphi$  in funzione di  $r$ . Linea continua riferita ad  $a=0$  e tratteggiata ad  $a=0.5\text{mm}$*

## Legame tra il livello di affaticamento e la diffusività termica

Come visto precedentemente nel paragrafo dei principi alla base della termografia passiva, il livello di affaticamento del materiale è strettamente connesso alla densità delle dislocazioni, presenti al suo interno in seguito a cicli di affaticamento.

A livello intuitivo ciò che ci si aspetta è che le dislocazioni costituiscano un ostacolo alla diffusione del calore, pertanto, nel caso di provini affaticati con cicli di carico di ampiezza maggiore, la densità delle dislocazioni sarà superiore e conseguentemente la diffusione maggiormente ostacolata.

### *Meccanismi alla base della conduzione del calore*

Ricordando la relazione tra la diffusività ( $D$ ) e la conduttività termica ( $k$ ) (*Equazione 54*):

$$D = \frac{k}{\rho c} \quad (54)$$

dove  $\rho$  indica la densità ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) e  $c$  il calore specifico del materiale ( $\text{J}/(\text{kgK})$ ), si osserva una diretta proporzionalità tra  $D$  e  $k$ , perciò i fenomeni che influenzano la conduttività termica agiscono in modo proporzionale sulla diffusività termica.

Il trasporto del calore all'interno di un solido avviene per mezzo delle onde di vibrazione del reticolo (fononi) e degli elettroni. Questo fenomeno è connesso alla conduttività termica  $k$ , la quale è data quindi dalla somma di due contributi, legati rispettivamente alle vibrazioni del reticolo e a quelle degli elettroni.

Per i metalli il trasporto del calore avviene principalmente ad opera degli elettroni, i quali possiedono una velocità più elevata e la cui energia viene dissipata con maggiore difficoltà. In aggiunta i metalli



sono ottimi conduttori di calore, in quanto dispongono di un numero elevato di elettroni liberi che partecipano a questo fenomeno.

Nel caso di metalli legati con impurezze è possibile osservare una diminuzione di conduttività termica, in quanto gli atomi di impurezza diminuiscono l'efficienza del movimento degli elettroni. Pertanto le dislocazioni, costituendo delle discontinuità del reticolo cristallino, ostacoleranno anche il loro movimento, causando una riduzione del trasporto del calore e conducendo conseguentemente ad una  $k$  e ad una  $D$  caratterizzate da valori minori, tanto più alto è il carico di affaticamento cui sono stati sottoposti i provini.

## Ulteriori parametri determinabili

Un ulteriore parametro valutabile tramite la tecnica lock-in di termografia attiva è la conduttività termica. In particolare sulla base di quanto riportato in [24] risulta conveniente operare per confronto con un materiale di conduttività nota (indicato con pedice  $r$ ), soggetto allo stesso flusso di calore del provino sotto analisi. Il rapporto delle ampiezze di variazione di temperatura misurate sperimentalmente è espresso dall'Equazione 55.

$$\left| \frac{T(R,t)-T_0}{T_r(R,t)-T_0} \right| = \frac{\mu}{\mu_r} \frac{k_r}{k} e^{\left( \frac{R_r - R}{\mu_r - \mu} \right)} \quad (55)$$

Dove:

- $R$  indica la distanza dal punto di applicazione della sorgente di eccitazione;
- $T$  è la temperatura misurata;
- $T_0$  rappresenta la temperatura ambiente;
- $\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$  è la lunghezza di diffusione;
- $k$  è la conduttività termica.

Operativamente risulta necessario determinare inizialmente  $\mu$  e  $\mu_r$  secondo il metodo delle pendenze, utilizzato nel capitolo precedente per la stima della diffusività termica. In seguito, nota  $k_r$  e scelta la distanza a cui effettuare le misure di temperatura ( $R_r$  e  $R$ ), si procede con la misura di  $T_r$  e  $T$ .

La conduttività termica si calcola dunque tramite l'Equazione 56.

$$k = k_r \frac{\mu}{\mu_r} \frac{e^{\left( \frac{R_r - R}{\mu_r - \mu} \right)}}{\left| \frac{T(R,t)-T_0}{T_r(R,t)-T_0} \right|} \quad (56)$$

È importante osservare come la temperatura misurata tramite termocamera dipenda dall'emissività della superficie, come visto nel capitolo inerente i principi base della termografia ad infrarossi. Pertanto, al fine di garantire la correttezza del calcolo, è necessario dipingere di nero la superficie del provino e del riferimento, così che presentino la medesima emissività e conseguentemente misure di temperatura comparabili.

La valutazione della conduttività termica non sarà oggetto di questo elaborato, tuttavia è stata riportata per rendere più completa la trattazione.

Nota quindi la conduttività termica ( $k$ ) e la diffusività termica ( $D$ ) e calcolata la densità del materiale (tramite pesatura e calcolo del volume), è possibile determinare conseguentemente il calore specifico ( $[c] = \text{J}/(\text{kgK})$ ) (Equazione 57).

$$c = \frac{k}{\rho D} \quad (57)$$

# Attività sperimentale

## Termografia di tipo passivo

Mediante la tecnica della termografia passiva, si è proceduto con l'esecuzione delle prove di fatica sui provini in 25CrMo4, con lo scopo di determinarne il limite di fatica e conseguentemente valutare la bontà di questo metodo nella stima del livello di danneggiamento.

### Attrezzatura

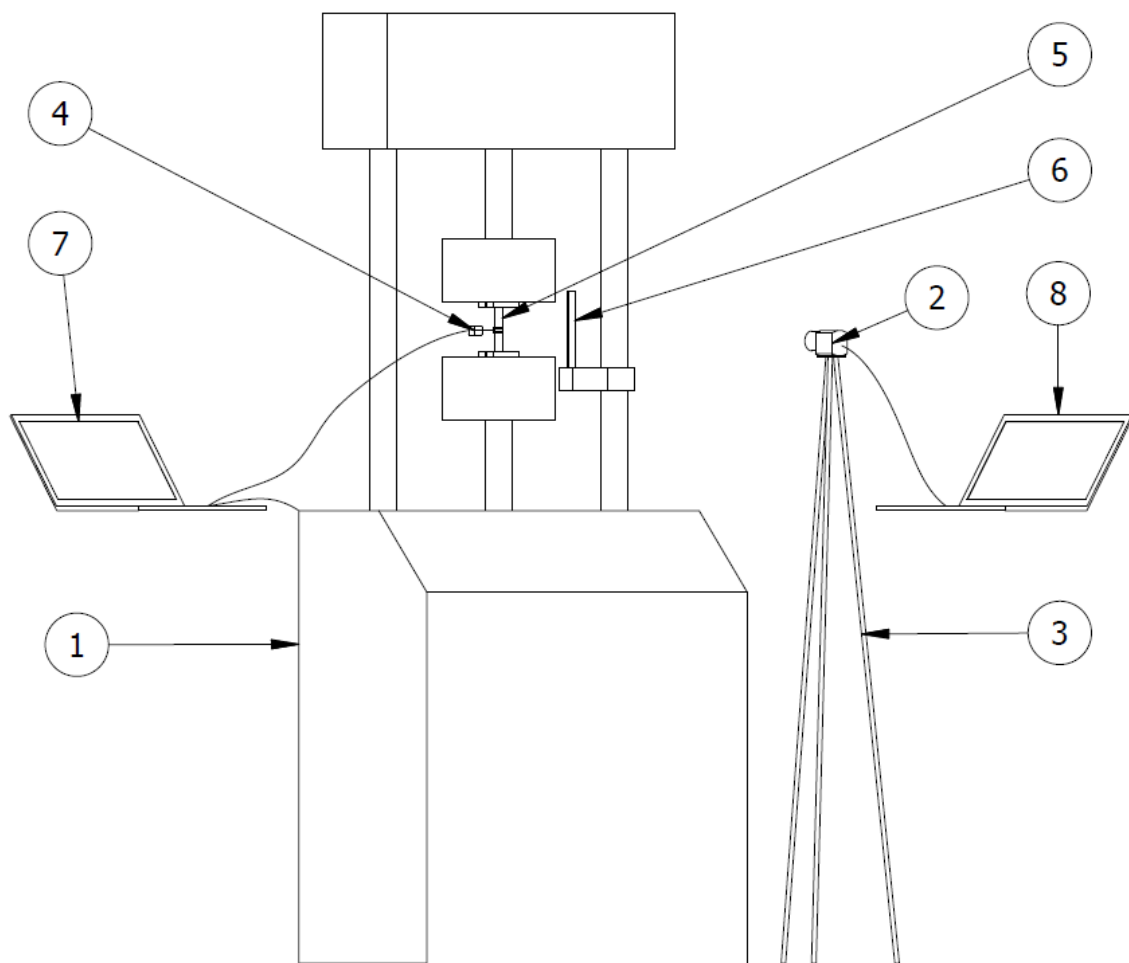


Figura 20: Attrezzatura sperimentale per la termografia passiva

Con lo scopo di eseguire le prove in oggetto e misurare le grandezze necessarie per la successiva elaborazione dei dati, viene utilizzata la seguente attrezzatura (visibile in *Figura 20* e *Figura 24*):

- macchina servoidraulica Instron modello 8801 <sup>[33]</sup> (① in *Figura 20*) (*Figura 21*), avente le caratteristiche riportate in *Tabella 4*;

<b>Capacità di carico dinamico (kN)</b>	±100
<b>Accuratezza rispetto la capacità di carico (%)</b>	±0.002%
<b>Accuratezza rispetto al valore misurato (%)</b>	±0.5%
<b>Luce (massima tra cella di carico e attuatore a fine corsa) (mm)</b>	1403
<b>Corsa totale dell'attuatore (mm)</b>	150
<b>Ambiente operativo</b>	10 ÷ 38°C con 10 ÷ 90% di umidità
<b>Rigidezza della struttura (kN/mm)</b>	390

Tabella 4: Caratteristiche della macchina servoidraulica Instron 8801



Figura 21: Macchina servoidraulica Instron 8801

- termocamera IRTech Timage Radiamatic serie XT <sup>[36]</sup> (② in Figura 20) (Figura 22), avente le caratteristiche riportate in Tabella 5;

<b>Range di temperatura (°C)</b>	20 ÷ 100; 0 ÷ 250; 150 ÷ 900; Opzione: 200 ÷ 1500
<b>Range spettrale (μm)</b>	7.5 ÷ 13
<b>Rilevatore</b>	UFPA, 382 x 288pixel a 80Hz (impostabile a 27Hz)
<b>Accuratezza del sistema *</b>	±2°C o ±2%
<b>Risoluzione di temperatura (NETD)</b>	0.08K** con lenti da 38° x 29° e 62° x 49°; 0.1K** con lente da 13° x 10°
<b>Tempo di riscaldamento (min)</b>	10



Figura 22: Termocamera IRTech Timage Radiamatic serie XT

Tabella 5: Caratteristiche della termocamera IRTech Timage Radiamatic serie XT

Note: \* a temperatura ambiente 23 ± 5°C;

\*\* valore valido a 40Hz e 25°C di temperatura ambiente.

- treppiedi (③ in Figura 20);
- estensometro Instron modello 2620-601 <sup>[34]</sup> (④ in Figura 20) (Figura 23), avente le caratteristiche riportate in Tabella 6;

<b>Risoluzione di deformazione percentuale (%)</b>	0.001*
<b>Accuratezza rispetto al valore letto (%)</b>	$\pm 0.08^*$
<b>Temperatura operativa (°C)</b>	-80 ÷ 200
<b>Lunghezza di misura (mm)</b>	12.5
<b>Deformazione massima (%)</b>	40
<b>Forza operativa (g)</b>	150



Figura 23: Estensometro Instron 2620-601

Tabella 6: Caratteristiche dell'estensometro Instron 2620-601

Note: \* da certificato di taratura.

- provino sotto test (⑤ in Figura ...);
- provino di riferimento (⑥ in Figura ...);
- computer avente il software Instron WaveMatrix, per il controllo della macchina di prova e l'acquisizione del carico applicato, dei cicli e del livello di deformazione mediante l'estensometro (⑦ in Figura 20);
- computer con software Timage Connect per l'acquisizione della temperatura tramite la termocamera (⑧ in Figura 20).

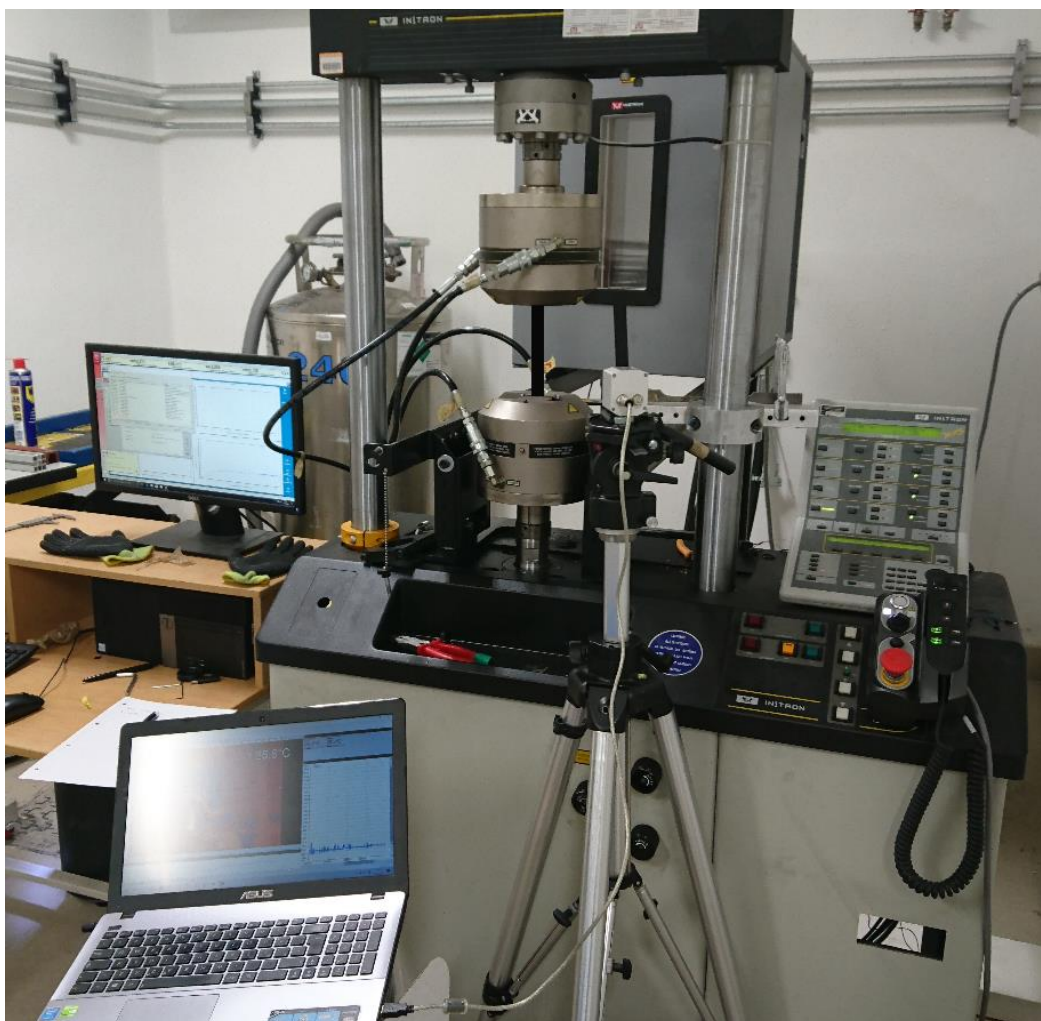
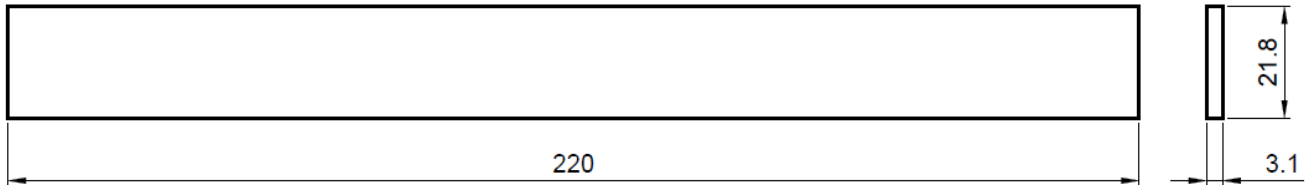


Figura 24: Foto attrezzatura sperimentale per la termografia passiva

## Metodologia di prova

I provini a disposizione per l'esecuzione delle prove in oggetto sono provini in 25CrMo4, ottenuti per tranciatura da lamiera ed aventi le dimensioni riportate in *Figura 25*.



*Figura 25: Provino*

Come è possibile osservare i provini utilizzati risultano avere elevata snellezza, per tale motivo, se sollecitati a compressione, nonostante il carico non superi il limite di snervamento, vi è la possibilità di incorrere in instabilità elastica, come verificato in fase preliminare durante la pianificazione delle prove, in cui, nonostante sia stata ridotta la lunghezza a 130mm, si è riscontrato comunque un cedimento per carico di punta ad un livello di tensione di poco superiore al limite di fatica. Pertanto ciascuna prova verrà eseguita sottoponendo il provino, di dimensioni pari a quelle riportate in *Figura 25*, ad una sollecitazione di fatica mediante carichi di trazione alternata dallo zero e con andamento sinusoidale, ovvero con rapporto di ciclo (R) pari a zero e ad un fissato livello di tensione alternata ( $\sigma_a$ ) e tensione media ( $\sigma_m$ ).

Ogni prova si articola in tre fasi:

- 1000 cicli ad 1Hz al carico prestabilito, realizzati inizialmente con lo scopo di stabilizzare il provino, dissipando parte principale della deformazione microplastica disponibile per il livello di sollecitazione scelto, come riportato in [6] ed in accordo con quanto analizzato in merito al movimento delle dislocazioni nel capitolo inerente i principi base della termografia passiva. Durante questa fase viene misurato il livello di deformazione tramite l'estensometro. La frequenza di sollecitazione scelta è bassa, per evitare che le vibrazioni prodotte durante la prova costituiscano elemento di disturbo in fase di acquisizione;
- 30000 cicli a 35Hz e al medesimo carico della precedente. Questa fase è atta a provocare l'effettivo danneggiamento, valutato indirettamente misurando la temperatura tramite la termocamera;
- 1000 cicli ad 1Hz al carico prestabilito, durante cui viene misurato il livello di deformazione mediante l'estensometro. Eseguiti al termine in modo da poter effettuare un confronto con i dati misurati nella prima fase, con lo scopo di quantificare il livello di danneggiamento.

Per ciascuna fase sono state introdotte un tratto preliminare di durata pari a 5s, in cui la macchina applica gradualmente il carico al provino, portandolo ad un livello di tensione pari a quello medio, trascorso il suddetto tempo ha inizio la sollecitazione ciclica, al termine della quale segue una fase di 5s in cui viene rimosso il carico dal provino, come schematizzato in *Figura 26*.

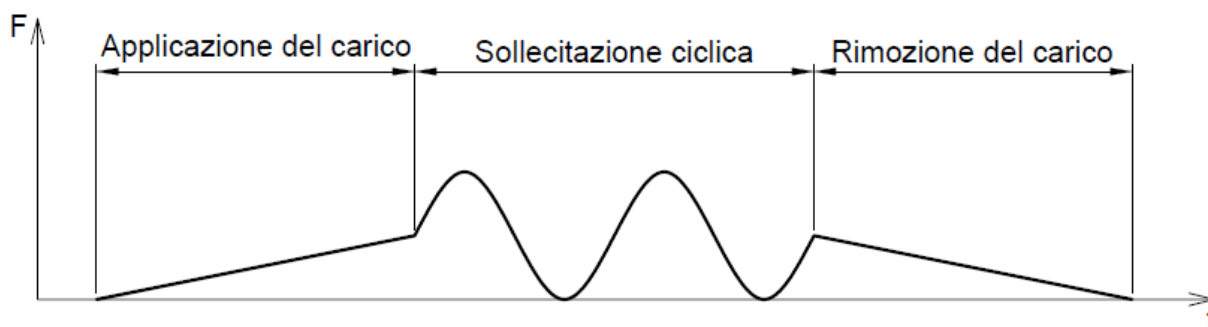


Figura 26: Schema di carico

Sulla base dei dati disponibili in letteratura in merito al limite di fatica ( $\sigma_{D-1}$ ) del materiale di cui sono costituiti i provini e, riferito ad un rapporto di ciclo  $R$  pari a -1, si è proceduto, mediante il diagramma di Haigh, con la determinazione del limite di fatica ( $\sigma_{D0}$ ) (Tabella 7) riferito al rapporto di ciclo nullo, ovvero per tensione alternata ( $\sigma_a$ ) pari alla media ( $\sigma_m$ ) (Figura 27).

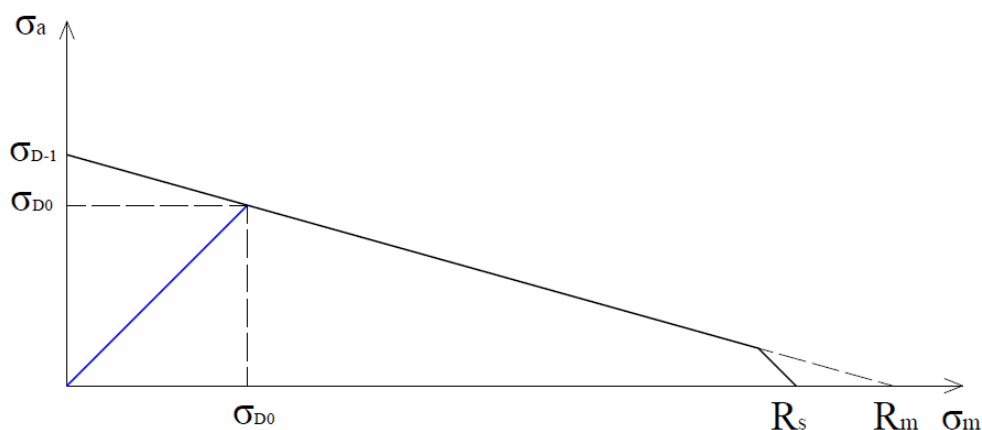


Figura 27: Diagramma di Haigh

Materiale	$R_s$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ (MPa)	$\sigma_{D0}$ (MPa)
25CrM04	359	470	129	101

Tabella 7: Caratteristiche del materiale dei provini

Nota: il limite di fatica è riferito al 50% di probabilità.

Noto il limite di fatica ( $\sigma_{D0}$ ), tramite il diagramma di Wohler, è stato possibile stabilire il livello di sollecitazione cui sottoporre ciascun provino senza raggiungere la rottura, in modo tale da coprire sia la zona inferiore al limite di fatica che quella superiore. I valori stabiliti sono riportati in Tabella 8 sia in MPa che in kN (note le sezioni dei provini), lavorando la macchina di prova in controllo forza. Si ricorda che i valori così ottenuti sono cautelativi, in quanto il diagramma di Haigh utilizza come criterio di danneggiamento quello di Goodman e per questo motivo la  $\sigma_{D0}$  calcolata ci si aspetta che non corrisponda al valore reale del limite di fatica, ma che sia inferiore ad esso.

Provino	$\sigma_a$ (MPa)	F <sub>a</sub> (kN)
1	180*	12.1
2	160	10.8
3	140	9.5
4	120	8.1
5	100	6.8
6	80	5.4
7	60	4.1

Tabella 8: Carichi applicati ai provini

\*Nota: Il carico pari a 180MPa scelto per il provino 1 è stato stabilito facendo riferimento ad un valore di snervamento reperito in letteratura e pari a 407MPa, tuttavia a seguito delle prove si è osservato che per tale livello di sollecitazione il provino è giunto a snervamento. Pertanto è stata eseguita una prova di trazione per valutare il valore corretto del carico di snervamento ( $R_s$ ) e di rottura ( $R_m$ ) e in particolare il primo si è rivelato decisamente inferiore rispetto al valore atteso. Per questo motivo i dati acquisiti per tale prova non potranno essere utilizzati per le successive valutazioni inerenti la termografia passiva, mentre per la parte attiva il provino affaticato verrà utilizzato comunque, in quanto non problematica la plasticizzazione per le valutazioni da effettuare. Da valutazioni successive si è riscontrato inoltre che è stato commesso qualche errore nella stima dei cicli a rottura, in quanto per carico pari a 180MPa di tensione media e alternata il provino sarebbe dovuto cedere anche per fatica, ciò tuttavia non è avvenuto in quanto la retta di Goodman, come anticipato, conduce a stime cautelative, per cui i dati reali si dispongono seguendo una traiettoria circa di tipo ellittico e disposta più in alto rispetto a tale retta (Figura 8), portando quindi in questo caso ad un limite di fatica tramite cui si è stimata la curva di Wohler minore, tuttavia il cedimento per fatica sarebbe giunto a breve vista l'insorgenza di numerose cricche su un lato del provino.

Per quanto concerne le misurazioni di temperatura tramite la termocamera, come già detto realizzate unicamente nella fase in cui viene provocato il danneggiamento, i provini sono stati verniciati con vernice nero opaco, con lo scopo di massimizzare l'emissività della superficie e permettendo così di ottenere delle migliori acquisizioni.

Viene montato inoltre un provino disposto parallelamente a quello sotto test e in modo tale da risultare alla stessa distanza rispetto la termocamera, anch'esso verniciato nero opaco ed utilizzato come riferimento di temperatura.

## Elaborazione dei dati e risultati

Si procede di seguito con l'elaborazione dei dati sperimentali acquisiti mediante la termocamera e l'estensometro.

### Elaborazione dei dati termografici

Durante i 30000 cicli a frequenza 35Hz della fase di affaticamento, tramite la termocamera e il suo software dedicato (Timage Connect), è stata acquisita la temperatura del provino sotto test e di quello di riferimento, sotto forma di video in false color e con frequenza di campionamento pari a 10Hz.

Per estrapolare dal filmato i profili di temperatura nel tempo, mediante Timage Connect sono state definite due aree uguali di cui calcolare la temperatura media, in particolare una disposta in corrispondenza della mezzeria del provino sollecitato ciclicamente ed una disposta in modo analogo sul provino di riferimento (Figura 28).



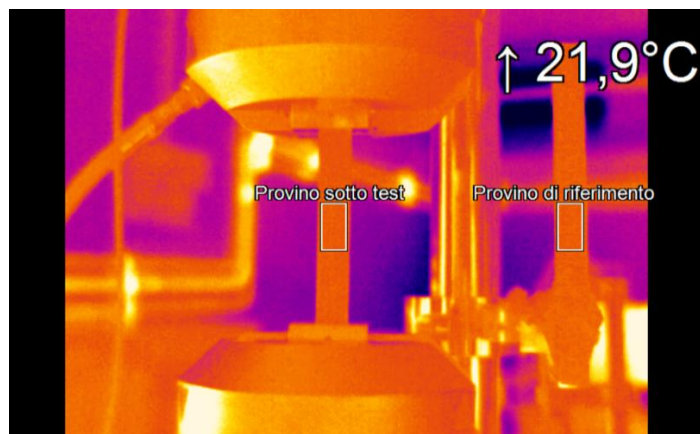


Figura 28: Inquadratura della termocamera

I profili di temperatura nel tempo sono stati estrapolati e salvati esternamente come file DAT per la successiva elaborazione. Questi sono stati aperti tramite Excel e, rimossi i dati e le informazioni non necessarie, risalvati come file di testo, in modo da poter essere facilmente caricati su MATLAB.

All'interno dell'ambiente MATLAB si è proceduto con l'isolare i dati acquisiti durante i 30000 cicli di affaticamento, essendo stati registrati sia dati precedenti l'avvio della prova che successivi al suo termine, la variabile tempo è stata convertita in cicli, conoscendo la frequenza di sollecitazione (35Hz). È stato inoltre applicato un valore di correzione alla temperatura del provino, in modo tale che, come atteso, ad inizio prova la temperatura del provino sotto test ( $T$ ) e quella del riferimento ( $T_{rif}$ ) coincidano e se ne è calcolata la differenza ( $\Delta T$ ).

In Figura 29 si riportano gli andamenti dei delta di temperatura a diversi livelli di sollecitazione ed in funzione dei cicli. Risulta possibile osservare l'effetto dei disturbi, costituiti principalmente da riflessioni e di ugual entità in tutte le prove, ad esclusione di quella a 140MPa in cui sono stati registrati picchi più pronunciati, comunque non problematici per le successive elaborazioni.

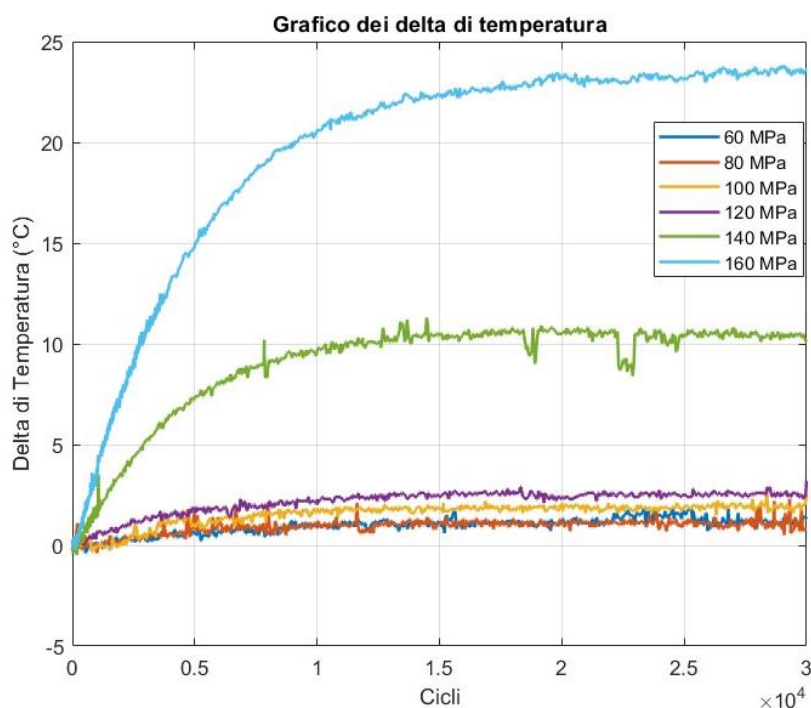


Figura 29: Grafico delle variazioni di temperatura

Noti i dati dei delta di temperatura ( $\Delta T$ ) in funzione dei cicli si è proceduto con il calcolo dell'area sottesa ai profili, in particolare da 0 a 5000 cicli (aree sottese calcolate entro il numero di cicli corrispondente al raggiungimento del tratto a  $\Delta T$  costante *Figura 29*) e da 0 a 20000 cicli, ciò, assieme al delta di temperatura di stabilizzazione ( $\Delta T_{stab}$ ), costituisce un indicatore del livello di affaticamento del materiale, tramite cui si effettuerà la stima del limite di fatica.

In *Tabella 9* si riportano al variare del livello di sollecitazione i valori del  $\Delta T_{stab}$  e dell'area sottesa alla curva di  $\Delta T$  da 0 a 5000 cicli ( $A_{\Delta T5000}$ ) e di quella da 0 a 20000 cicli ( $A_{\Delta T20000}$ ).

$\sigma_a = \sigma_m$ (Mpa)	$\Delta T_{stab}$ (°C)	$A_{\Delta T20000}$ (°C)	$A_{\Delta T5000}$ (°C)
60	1.1	$1.6 \cdot 10^4$	$1.37 \cdot 10^3$
80	1.1	$1.7 \cdot 10^4$	$1.85 \cdot 10^3$
100	1.9	$2.78 \cdot 10^4$	$2.54 \cdot 10^3$
120	2.5	$3.95 \cdot 10^4$	$5.07 \cdot 10^3$
140	10.6	$1.67 \cdot 10^5$	$2.04 \cdot 10^4$
160	23.6	$3.56 \cdot 10^5$	$4.23 \cdot 10^4$

*Tabella 9:  $\Delta T_{stab}$ ,  $A_{\Delta T5000}$ ,  $A_{\Delta T20000}$  in funzione del livello di sollecitazione*

### **Approssimazione dei dati sperimentali**

Con i valori di *Tabella 9* si è potuto procedere con l'approssimazione dei dati sperimentali tramite il Curve Fitter di MATLAB, al fine di stimare il limite di fatica  $\sigma_{D0}$  secondo i metodi TCM classico e TCM modificato. Si ricorda che il TCM classico prevede l'utilizzo di due rette approssimanti i dati sperimentali ( $p_1 \cdot x + p_2$ ), una per i punti corrispondenti a livelli di tensione inferiori a  $\sigma_{D0}$  e l'altra per valori superiori. Il TCM modificato prevede comunque l'utilizzo di una legge lineare ( $p_1 \cdot x + p_2$ ) per approssimare l'andamento dei punti corrispondenti a livelli di tensione inferiori a  $\sigma_{D0}$ , in quanto sufficiente nonostante le relazioni matematiche indichino l'uso di una legge di potenza con esponente pari a 2, mentre applica una legge di potenza ( $a \cdot x^b$ ) per valori superiori (si ricorda che  $x$  indica la  $\sigma_a = \sigma_m$ ).

Il processo adottato al fine di determinare l'intersezione delle curve è di tipo iterativo, per cui è necessario ipotizzare i due set di dati sperimentali, rispettivamente corrispondenti a livelli di sollecitazione inferiori e superiori al limite di fatica. Tramite questi viene eseguita l'approssimazione mediante le leggi previste dai due metodi e vengono determinate le intersezioni, le quali sono utilizzate per verificare la coerenza con la scelta dei gruppi di dati e, nel momento in cui non venisse rispettata, usate come discriminante per l'individuazione della nuova suddivisione per le successive approssimazioni.

## Variazione di temperatura di stabilizzazione

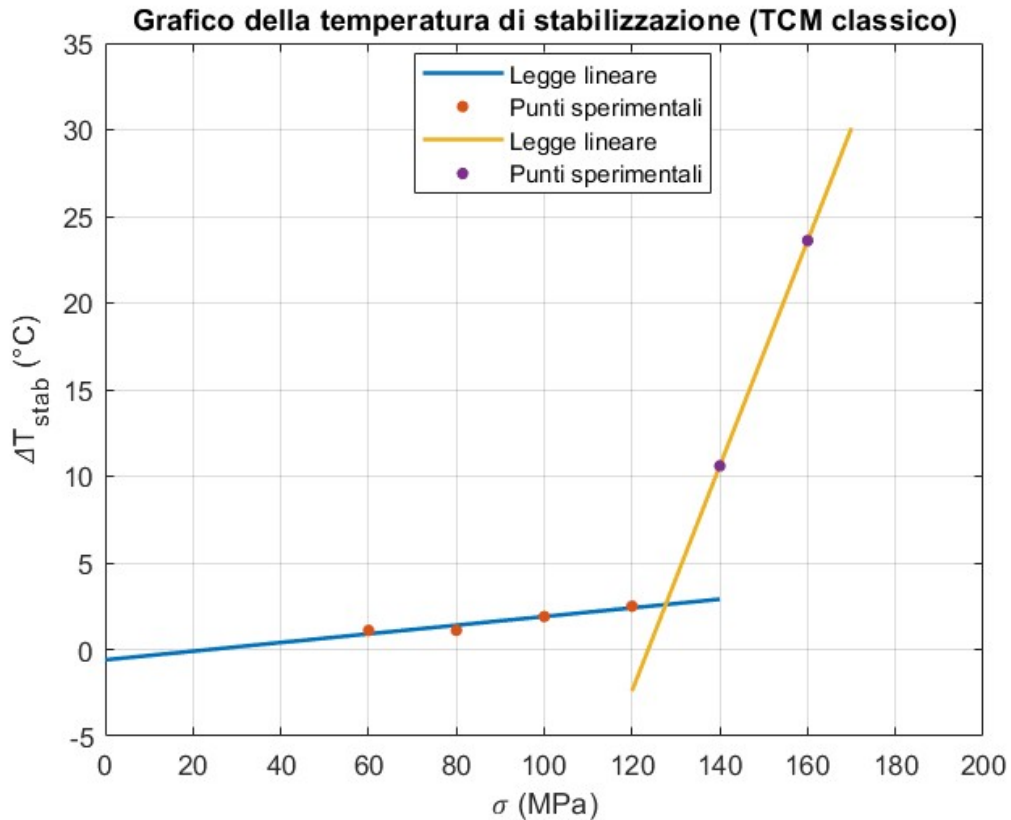


Figura 30: Variazione di temperatura di stabilizzazione in funzione del carico con metodo TCM classico

In Figura 30 vengono riportati i punti sperimentali e le rette approssimanti l'andamento del delta di temperatura di stabilizzazione in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 10 sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , indicante la bontà dell'approssimazione, il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (°C/MPa)	0.025	$p_1$ (°C/MPa)	0.65	127.7	136.6	137.9	175.3
$p_2$ (°C)	-0.6	$p_2$ (°C)	-80.4				
$R^2$	0.8993	$R^2$	1				

Tabella 10: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di variazione di temperatura di stabilizzazione con il metodo TCM classico

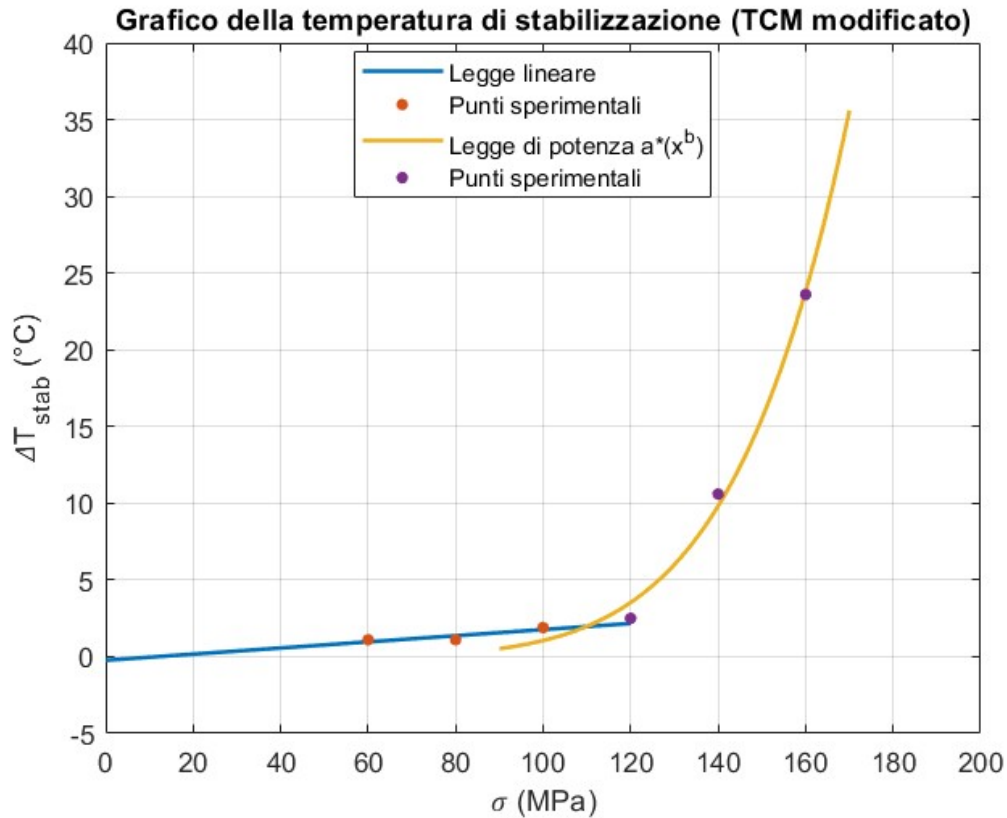


Figura 31: Variazione di temperatura di stabilizzazione in funzione del carico con metodo TCM modificato

In Figura 31 vengono riportati i punti sperimentali e le curve approssimanti l'andamento del delta di temperatura di stabilizzazione in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM modificato.

In Tabella 11 sono indicati i valori delle costanti delle curve approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , indicante la bontà dell'approssimazione, il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge di potenza $a \cdot x^b$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (°C/MPa)	0.02	$a$ (°C/MPa <sup>b</sup> )	$5.683 \cdot 10^{-14}$	109.8	115.3	116.1	143.3
$p_2$ (°C)	-0.2333	$b$ (-)	6.634				
$R^2$	0.75	$R^2$	0.9924				

Tabella 11: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di variazione di temperatura di stabilizzazione con il metodo TCM modificato

**Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli**

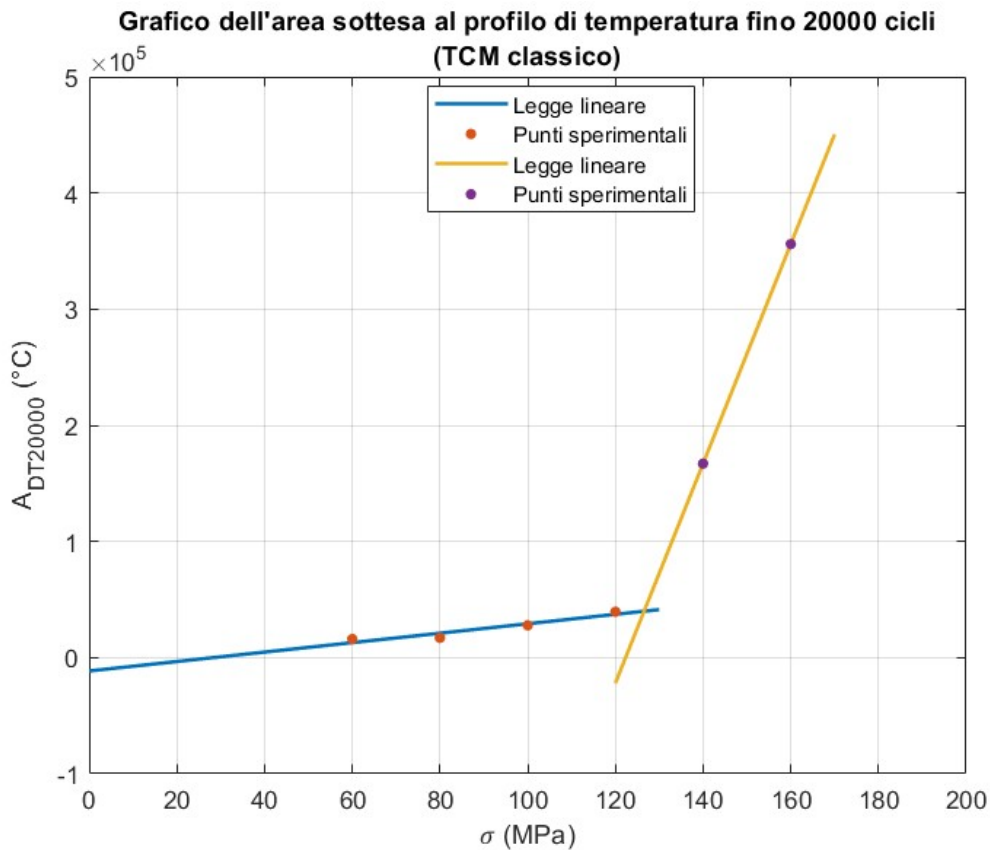


Figura 32: Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli in funzione del carico con metodo TCM classico

In Figura 32 vengono riportati i punti sperimentali e le rette approssimanti l'andamento dell'area sottesa al delta di temperatura fino 20000 cicli in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 12 sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ ( $^{\circ}C/MPa$ )	406.5	$p_1$ ( $^{\circ}C/MPa$ )	9450	126.6	135.3	136.5	173.3
$p_2$ ( $^{\circ}C$ )	$-1.151 \cdot 10^4$	$p_2$ ( $^{\circ}C$ )	$-1.156 \cdot 10^6$				
$R^2$	0.9103	$R^2$	1				

Tabella 12: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli con il metodo TCM classico

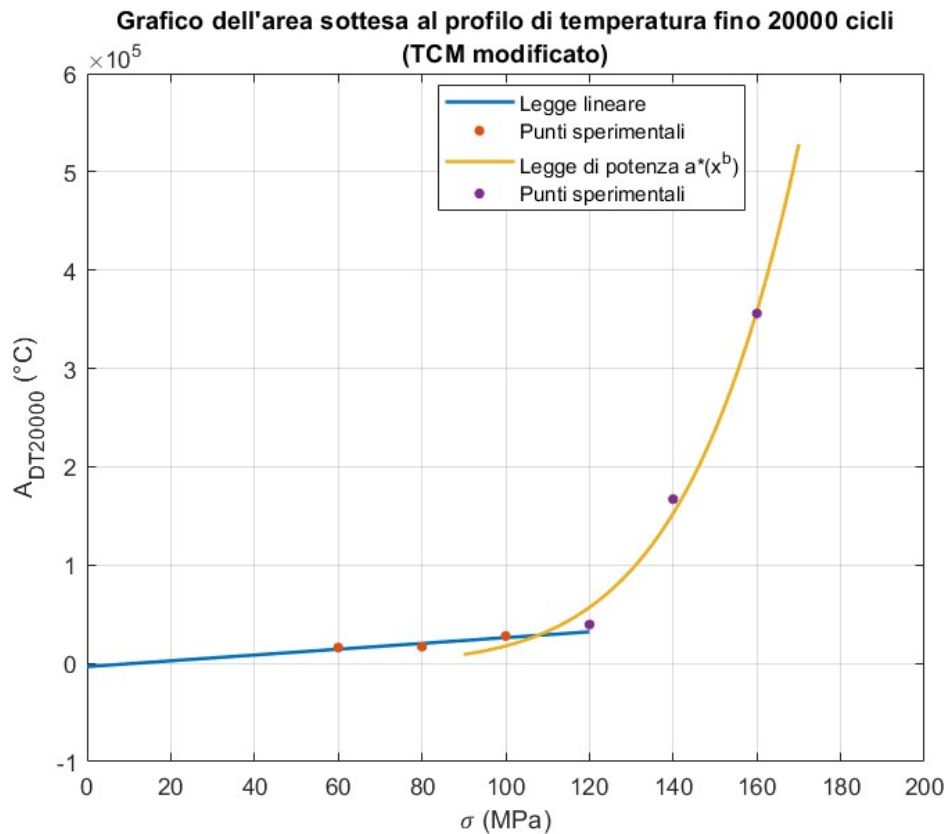


Figura 33: Area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli in funzione del carico con metodo TCM modificato

In Figura 33 vengono riportati i punti sperimentali e le curve approssimanti l'andamento dell'area sottesa al delta di temperatura fino 20000 cicli in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM modificato.

In Tabella 13 sono indicati i valori delle costanti delle curve approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge di potenza $a \cdot x^b$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ ( $^{\circ}C/MPa$ )	295	$a$ ( $^{\circ}C/MPa^b$ )	$2.863 \cdot 10^{-9}$	107.6	112.8	113.6	139.5
$p_2$ ( $^{\circ}C$ )	-3333	$b$ (-)	6.396				
$R^2$	0.8131	$R^2$	0.9898				

Tabella 13: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 20000 cicli con il metodo TCM modificato

**Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli**

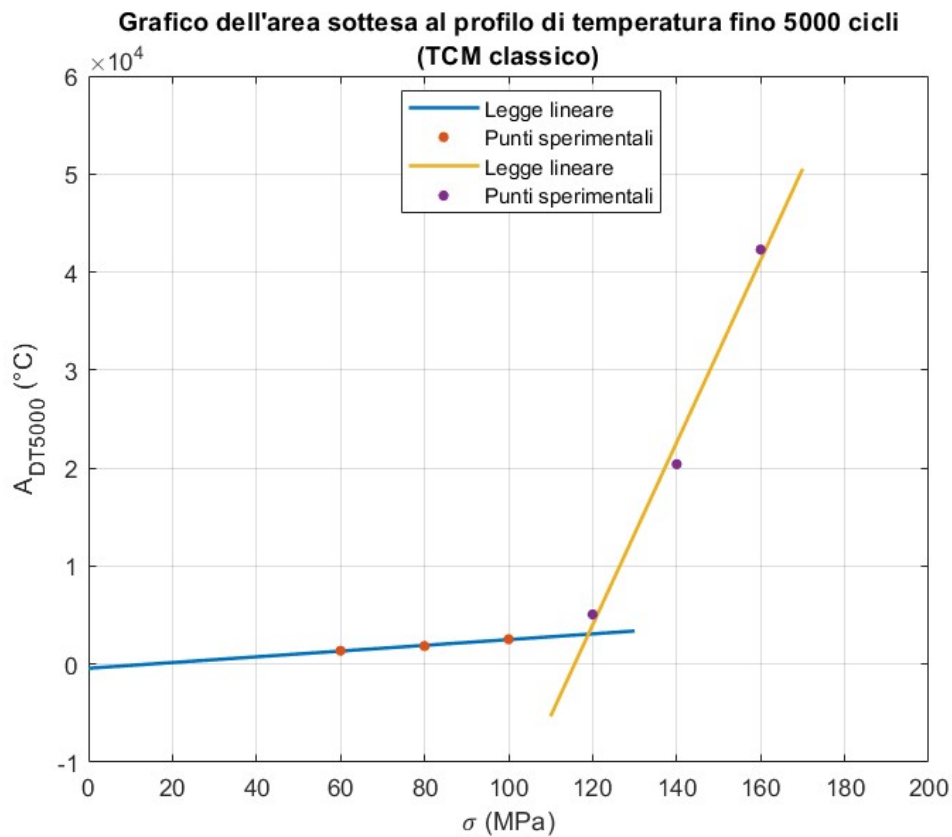


Figura 34: Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli in funzione del carico con metodo TCM classico

In Figura 34 vengono riportati i punti sperimentali e le rette approssimanti l'andamento dell'area sottesa al delta di temperatura fino 5000 cicli in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 14 sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	<b>Legge lineare</b> $p_1 \cdot x + p_2$		<b>Legge lineare</b> $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ ( $^{\circ}C/MPa$ )	29.25	$p_1$ ( $^{\circ}C/MPa$ )	930.8	119	126.1	127.2	159.3
$p_2$ ( $^{\circ}C$ )	-420	$p_2$ ( $^{\circ}C$ )	$-1.077 \cdot 10^5$				
$R^2$	0.9894	$R^2$	0.9897				

Tabella 14: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli con il metodo TCM classico

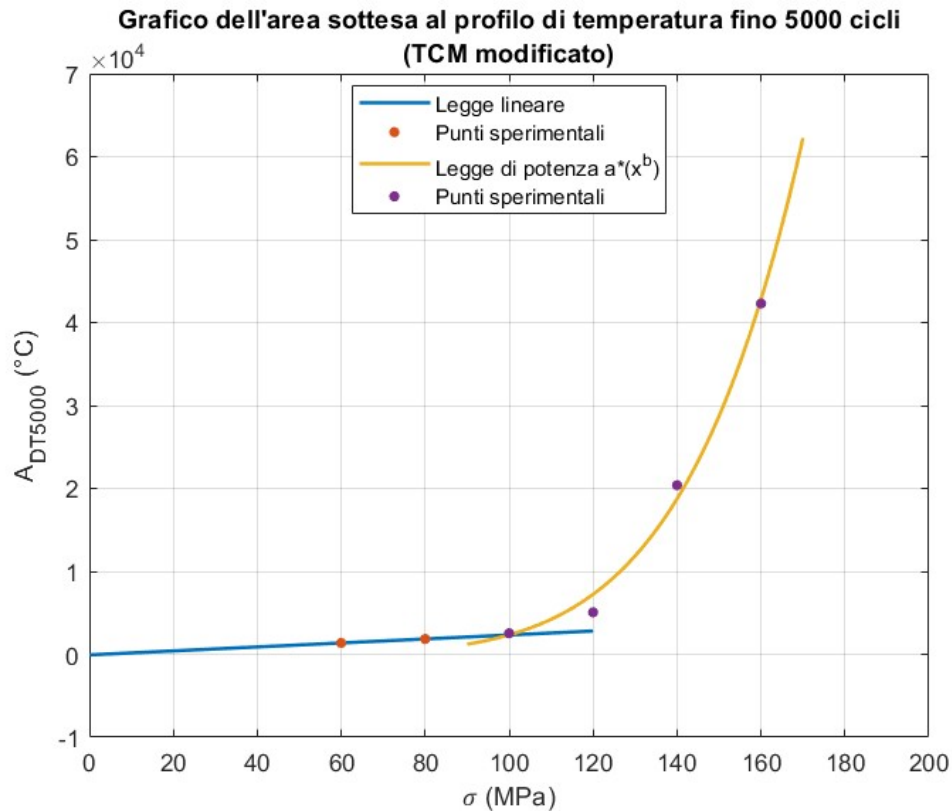


Figura 35: Area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli in funzione del carico con metodo TCM modificato

In Figura 35 vengono riportati i punti sperimentali e le curve approssimanti l'andamento dell'area sottesa al delta di temperatura fino 5000 cicli in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM modificato.

In Tabella 15 sono indicati i valori delle costanti delle curve approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge di potenza $a \cdot x^b$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{MPa}$ )	24	$a$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{MPa}^b$ )	$1.023 \cdot 10^{-9}$	99.9	104	104.6	126.9
$p_2$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	-70	$b$ (-)	6.18				
$R^2$	1	$R^2$	0.9923				

Tabella 15: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area sottesa alla variazione di temperatura fino 5000 cicli con il metodo TCM modificato



## Elaborazione dei dati acquisiti tramite cella di carico ed estensometro

Durante la prima fase e la terza, di durata pari a 1000 cicli e alla frequenza di 1Hz, per ciascuna prova si è proceduto con la misurazione del livello di deformazione tramite l'estensometro e l'acquisizione dei dati necessari mediante il software WaveMatrix, utilizzato per il controllo della macchina di prova.

I file di acquisizione salvati in formato CSV sono stati aperti tramite Excel e, rimossi i dati e le informazioni non necessarie, risalvati come file di testo contenenti i cicli, la forza in kN e la deformazione percentuale, in modo tale da poter essere facilmente caricati su MATLAB.

Nota la sezione, sono state calcolate le tensioni corrispondenti ai valori di forza applicati e, tramite queste e i valori di deformazione, ad ogni ciclo si è proceduto con la determinazione dell'area del ciclo di isteresi. In particolare il valore che verrà preso come riferimento sarà calcolato mediando le aree degli ultimi 50 cicli di isteresi, ciò per via della variabilità cui questo valore è soggetto, soprattutto per bassi livelli di sollecitazione.

In *Tabella 16* si riportano al variare del livello di sollecitazione i valori dell'area dei cicli di isteresi della prima fase ( $A_{pre}$ ), ovvero prima del danneggiamento e della terza ( $A_{post}$ ), cioè in seguito ai 30000 cicli di affaticamento, con l'aggiunta della deviazione standard e della mezza banda di fiducia corrispondente ad un valore di confidenza pari al 95%, calcolato in modo analogo a quanto svolto nella sezione inerente la determinazione sperimentale del limite di fatica, all'interno del capitolo dello stato dell'arte.

$\sigma_a = \sigma_m$ (MPa)	$A_{pre}$ (MPa)	Deviazione standard (MPa)	Mezza banda di fiducia (95%) (MPa)	$A_{post}$ (MPa)	Deviazione standard (MPa)	Mezza banda di fiducia (95%) (MPa)
60	0	0.12	0.033	0.17	0.27	0.187
80	0.04	0.13	0.036	0.249	0.246	0.170
100	0.14	0.16	0.044	0.22	0.24	0.166
120	0.24	0.15	0.042	0.37	0.32	0.222
140	0.83	0.16	0.044	0.89	0.21	0.058
160	2.32*	0.36	0.100	1.91*	0.14	0.039

*Tabella 16: Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento e post danneggiamento in funzione del livello di sollecitazione*  
 Nota: \*a 160MPa il valore ottenuto dal calcolo di  $A_{post}$  non è coerente con quello di  $A_{pre}$  in quanto ci si aspetterebbe dopo i cicli di affaticamento un incremento dell'area del ciclo di isteresi.

Osservando la *Tabella 16*, è possibile notare che al diminuire del livello di carico cui è soggetto il provino, la deviazione standard assume valori molto alti rispetto al valore dell'area media dei cicli di isteresi. Tuttavia è un risultato atteso, in quanto, al diminuire delle sollecitazioni, i fenomeni di microplasticizzazione del materiale sono così di piccola entità che l'area del ciclo di isteresi tende a zero, per cui l'estensometro risulta maggiormente soggetto a disturbi esterni, quali vibrazioni, e inoltre i valori di interesse si rivelano del medesimo ordine di grandezza della risoluzione dello strumento di misura (*Figura 36*). Comunque, effettuando la media su un numero elevato di valori di area, l'intervallo fiduciario con il 95% di confidenza risulta contenuto.

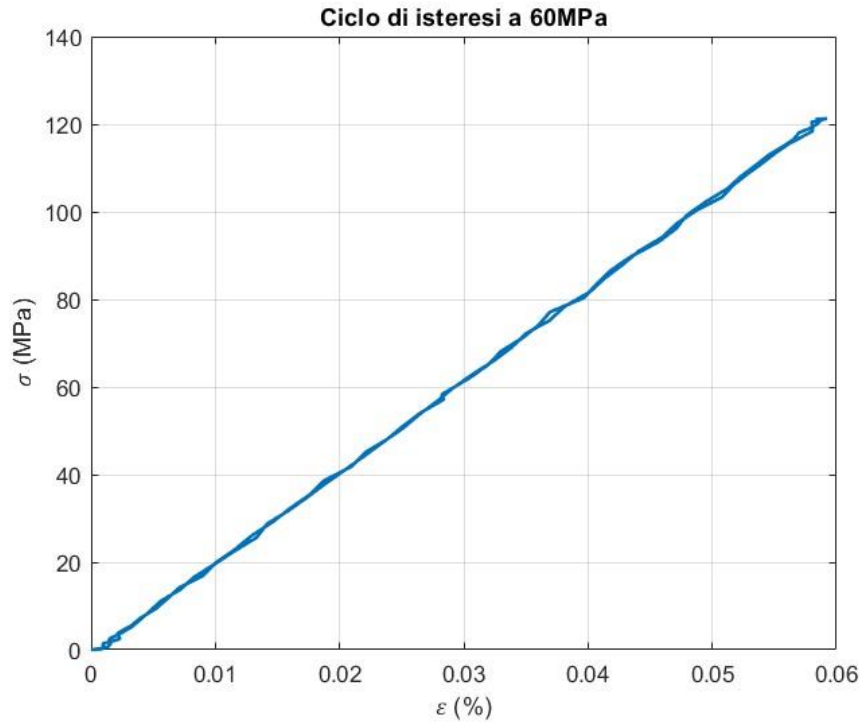


Figura 36: Ciclo di isteresi prova a 60MPa

Di seguito vengono riportati il grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento (Figura 37), quello dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento (Figura 38), entrambi con le bande di confidenza rappresentate e un grafico riassuntivo di confronto (Figura 39), tutti in funzione del carico applicato.

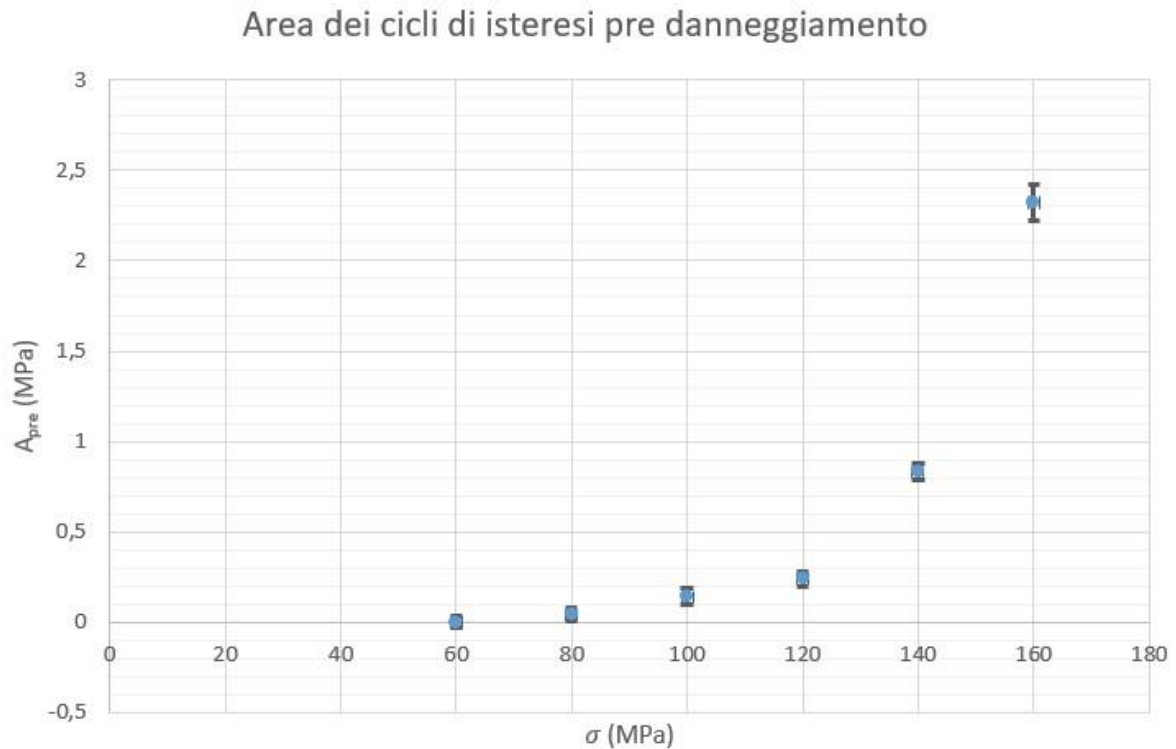


Figura 37: Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento

### Area dei cicli di isteresi post danneggiamento

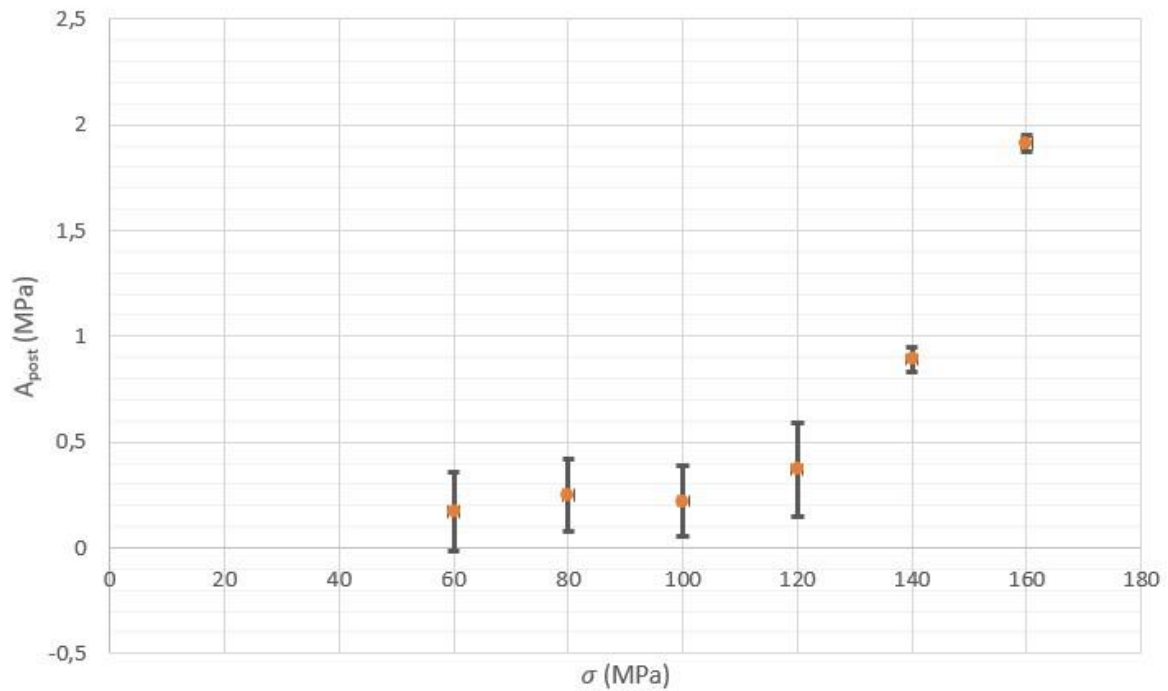


Figura 38: Area dei cicli di isteresi post danneggiamento

Come è possibile osservare in *Figura 38*, per le prove effettuate dopo i cicli di affaticamento, in particolare per quelle a livello di tensione pari a 60, 80, 100 e 120MPa, è possibile notare che, rispetto alle corrispettive della prima fase (*Figura 37*), presentano una banda di confidenza per un livello di fiducia pari al 95% di dimensioni decisamente superiori. Ciò è dovuto al fatto che, a causa di un errore, la frequenza di campionamento dei cicli è stata impostata ad un valore minore, per cui i valori di deformazione non sono stati acquisiti ad ogni ciclo e conseguentemente l'area dei cicli di isteresi non è stata calcolata mediando 50 valori, bensì 8 a causa della poca disponibilità degli stessi.

### Area dei cicli di isteresi

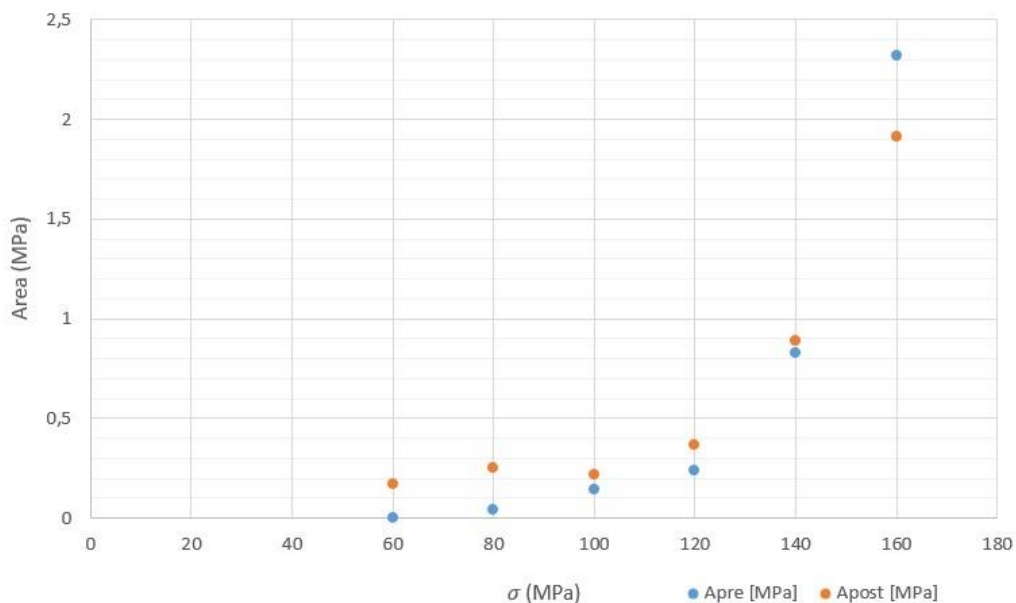


Figura 39: Grafico di confronto tra  $A_{pre}$  e  $A_{post}$

Come anticipato nella nota della *Tabella 16* e visibile in *Figura 39*, le acquisizioni della prova a 160MPa hanno fornito un valore di area post danneggiamento inferiore a quella precedente ai 30000 cicli di affaticamento. Infatti, anche considerando gli intervalli fiduciarci (*Figura 37* e *Figura 38*), l'incremento di area atteso, in accordo con quanto riportato nel capitolo inerente lo stato dell'arte, non viene soddisfatto.

### Approssimazione dei dati sperimentali

Con i valori di *Tabella 16* si è potuto procedere con l'approssimazione dei dati sperimentali tramite il Curve Fitter di MATLAB, al fine di stimare il limite di fatica  $\sigma_{D0}$  secondo i metodi TCM classico e TCM modificato. Il processo iterativo applicato è il medesimo di quello introdotto e trattato nel capitolo inerente l'elaborazione dei dati acquisiti tramite termocamera.

### Area dei cicli di isteresi pre danneggiamento

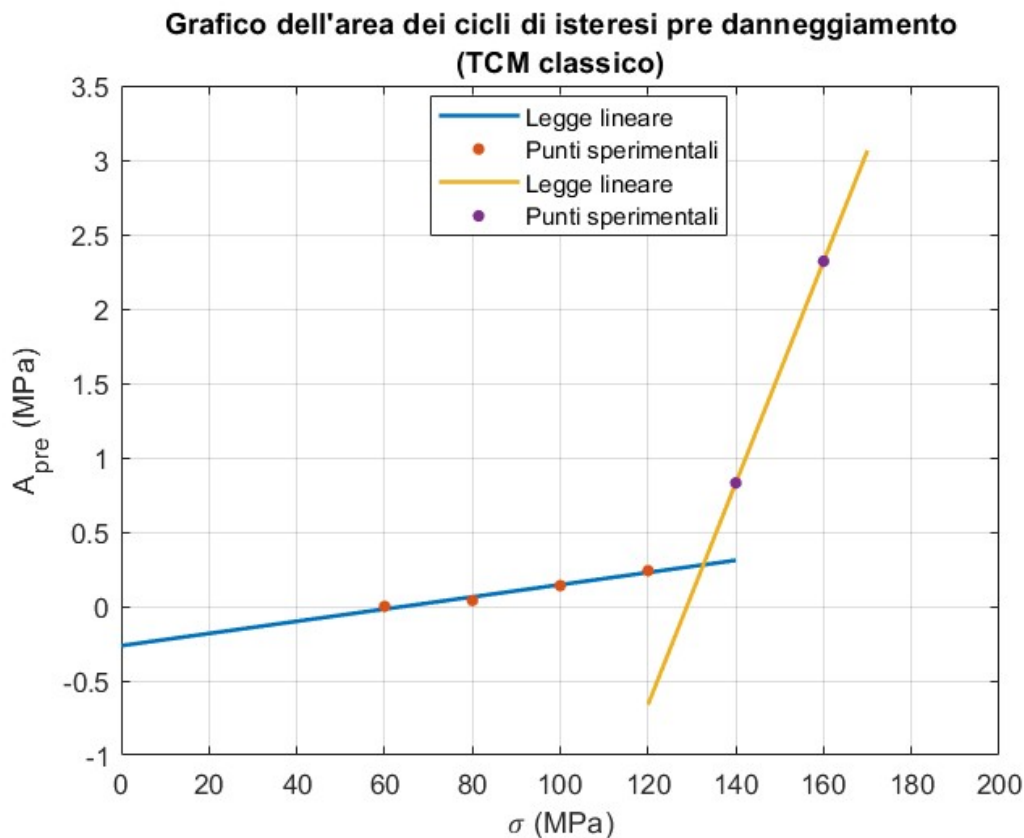


Figura 40: Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM classico

In *Figura 40* vengono riportati i punti sperimentali e le rette approssimanti l'andamento dell'area dei cicli di isteresi nella prima fase ( $A_{pre}$ ) in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In *Tabella 17* sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (MPa/MPa)	0.0041	$p_1$ (MPa/MPa)	0.0745	132.6	142.7	144.1	184.7
$p_2$ (MPa)	-0.2640	$p_2$ (MPa)	-9.6				
$R^2$	0.9689	$R^2$	1				

Tabella 17: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi pre danneggiamento con il metodo TCM classico

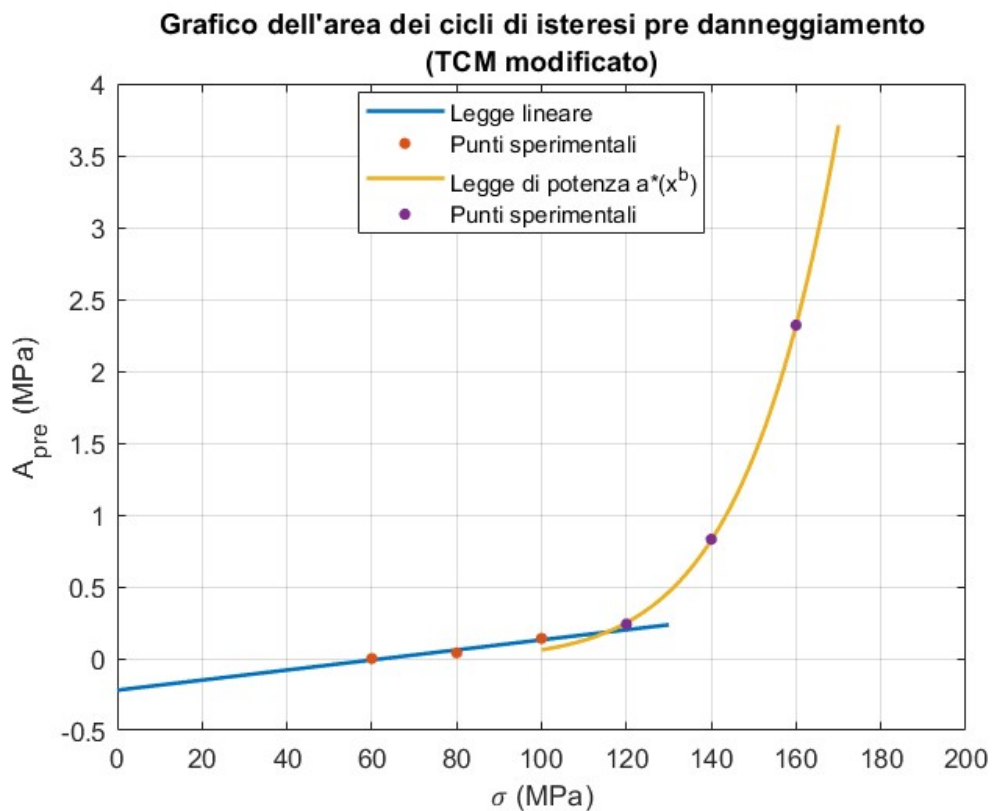


Figura 41: Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato

In Figura 41 vengono riportati i punti sperimentali e le curve approssimanti l'andamento dell'area dei cicli di isteresi nella prima fase ( $A_{pre}$ ) in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 18 sono indicati i valori delle costanti delle curve approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge di potenza $a \cdot x^b$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (MPa/MPa)	0.0035	<b>a</b> (MPa/MPa <sup>b</sup> )	$1.863 \cdot 10^{-17}$	115.4	121.9	122.8	153
$p_2$ (MPa)	-0.22	<b>b</b> (-)	7.756				
$R^2$	0.9423	$R^2$	0.9999				

Tabella 18: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi pre danneggiamento con il metodo TCM modificato

I risultati riportati precedentemente sono stati determinati utilizzando per l'approssimazione anche il punto sperimentale della prova a 160MPa, malgrado non vi sia coerenza tra il dato di  $A_{pre}$  e quello di  $A_{post}$ , come discusso precedentemente. Nonostante ciò è possibile osservare in *Figura 42* che anche non considerando tale valore la curva approssimante i punti sperimentali è pressoché la stessa, così come il punto di intersezione.

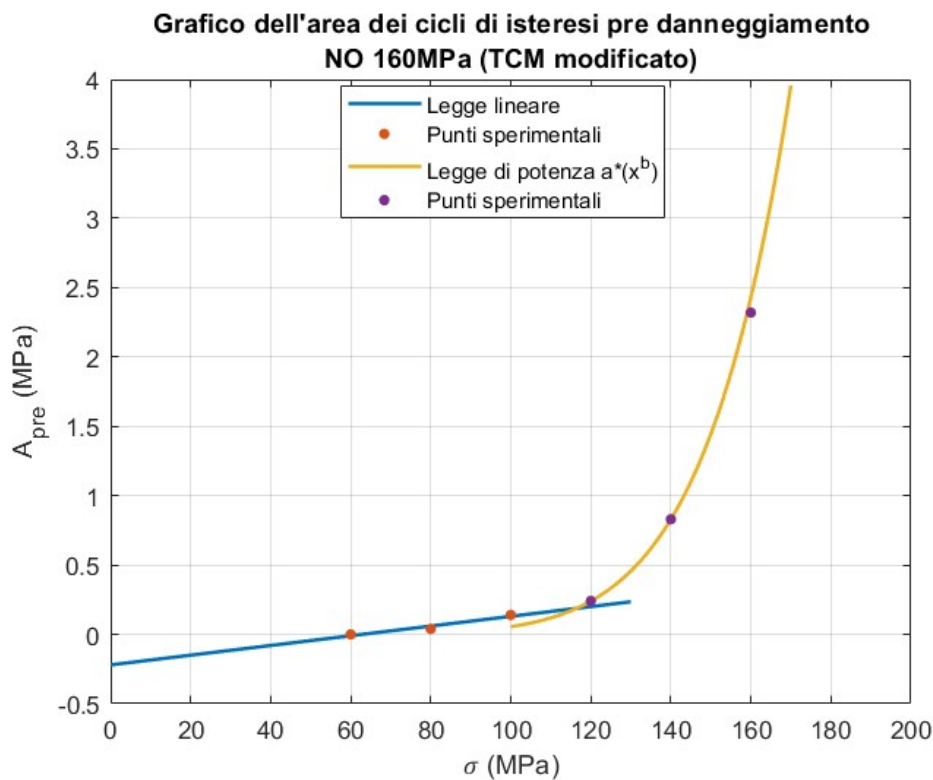


Figura 42: Grafico dell'area dei cicli di isteresi pre danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato (approssimazione senza punto a 160MPa)

### Area dei cicli di isteresi post danneggiamento

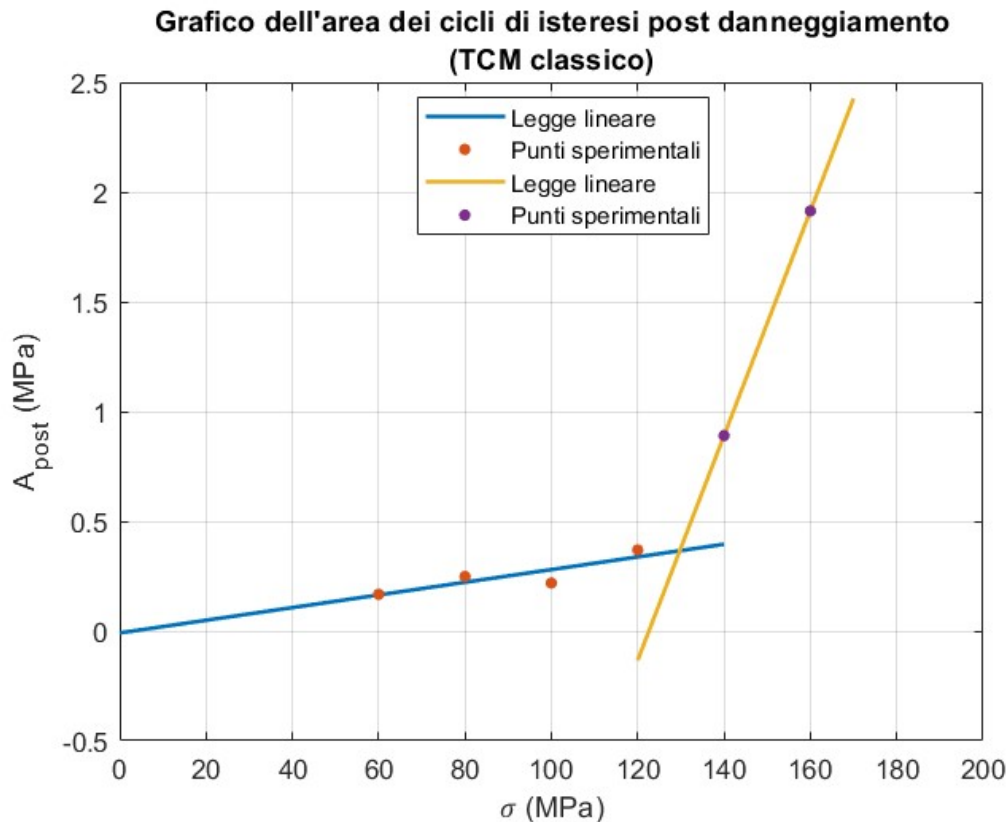


Figura 43: Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM classico

In Figura 43 vengono riportati i punti sperimentali e le rette approssimanti l'andamento dell'area dei cicli di isteresi nella terza fase ( $A_{post}$ ) in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 19 sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (MPa/MPa)	0.0029	$p_1$ (MPa/MPa)	0.0512	129.8	139.2	140.5	179.3
$p_2$ (MPa)	-0.0088	$p_2$ (MPa)	-6.275				
$R^2$	0.7545	$R^2$	1				

Tabella 19: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi post danneggiamento con il metodo TCM classico

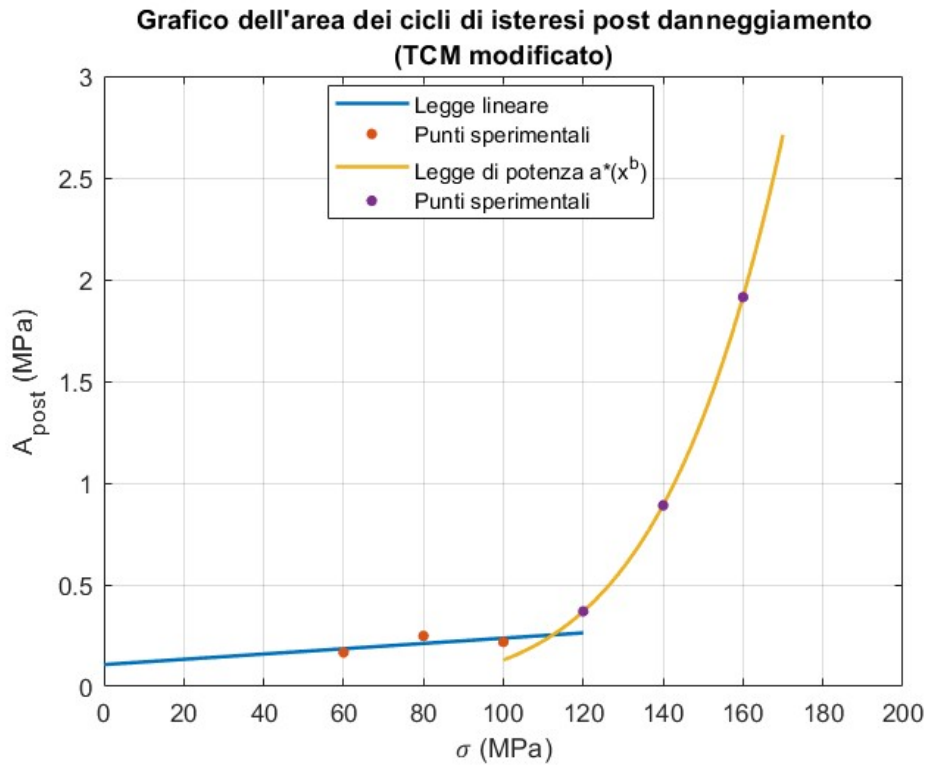


Figura 44: Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato

In Figura 44 vengono riportati i punti sperimentali e le curve approssimanti l'andamento dell'area dei cicli di isteresi nella terza fase ( $A_{post}$ ) in funzione del livello di sollecitazione, seguendo il metodo TCM classico.

In Tabella 20 sono indicati i valori delle costanti delle curve approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge di potenza $a \cdot x^b$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ (MPa/MPa)	0.0013	$a$ (MPa/MPa <sup>b</sup> )	$4.589 \cdot 10^{-13}$	112.4	118.4	119.2	147.7
$p_2$ (MPa)	0.1076	$b$ (-)	5.726				
$R^2$	0.3956	$R^2$	1				

Tabella 20: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di area dei cicli di isteresi post danneggiamento con il metodo TCM modificato

I risultati riportati precedentemente sono stati determinati utilizzando per l'approssimazione anche il punto sperimentale della prova a 160MPa, malgrado non vi sia coerenza tra il dato di  $A_{pre}$  e quello di  $A_{post}$ , come discusso precedentemente. Nonostante ciò è possibile osservare in Figura 45 che anche non considerando tale valore la curva approssimante i punti sperimentali è pressoché la stessa, così come il punto di intersezione.



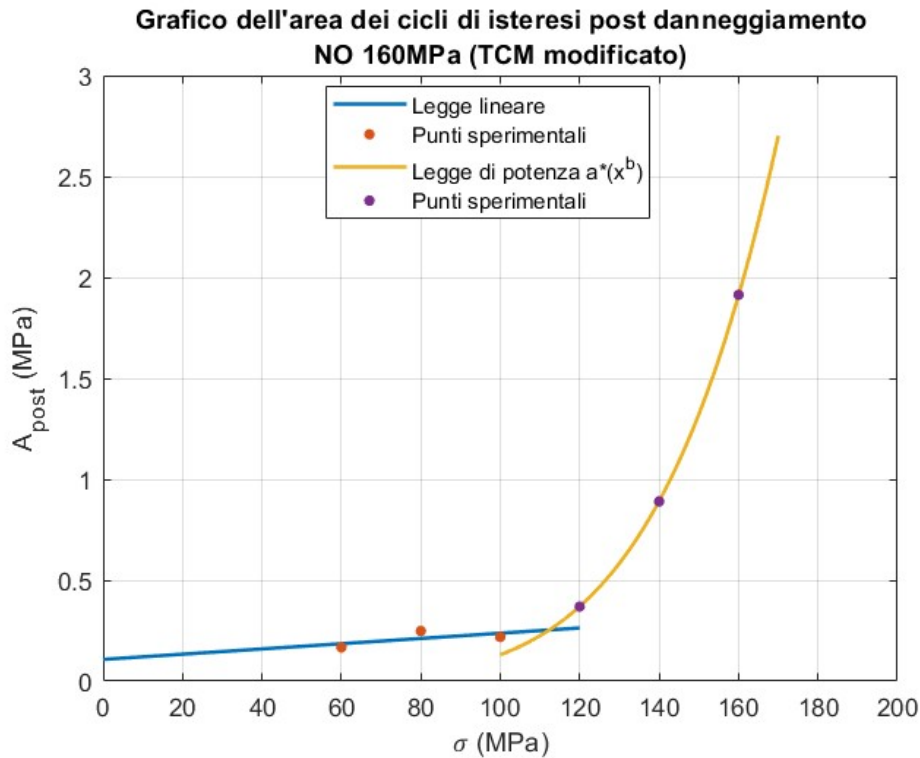


Figura 45: Grafico dell'area dei cicli di isteresi post danneggiamento in funzione del carico con metodo TCM modificato (approssimazione senza punto a 160MPa)

## Riepilogo risultati

In *Tabella 21* sono riassunti i risultati delle approssimazioni eseguite, con l'aggiunta degli scostamenti derivanti dal calcolo del limite di fatica  $\sigma_{D-1}$  tramite i criteri di danneggiamento di ASME, Gerber e Goodman e indicanti quanto mediamente i dati sperimentali si discostano rispetto al valore stimato con queste relazioni. Queste bande di errore sono state determinate utilizzando i valori percentuali precedentemente calcolati e riportati nella sezione inerente la determinazione sperimentale del limite di fatica, contenuta all'interno del capitolo dello stato dell'arte e ottenuti basandosi su dati di prove sperimentali reperite in letteratura <sup>[30]</sup> (*Tabella 3*).

Dati	Metodo	R <sup>2</sup> leggi approssimanti	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ (MPa)*		
				ASME	Gerber	Goodman
$\Delta T_{stab}$	Classico	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.8993 Lineare $\sigma > \sigma_{D0}$ : 1	127.7	136.6 <sup>+11.6</sup> <sub>-1.6</sub>	137.9 <sup>+7</sup> <sub>-5.4</sub>	175.3 <sup>-33.5</sup> <sub>-54.2</sub>
	Modificato	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.75 Di potenza $\sigma > \sigma_{D0}$ : 0.9924	109.8	115.3 <sup>+9.8</sup> <sub>-1.4</sub>	116.1 <sup>+5.9</sup> <sub>-4.5</sub>	143.3 <sup>-27.4</sup> <sub>-44.3</sub>
$A_{\Delta T20000}$	Classico	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.9103 Lineare $\sigma > \sigma_{D0}$ : 1	126.6	135.3 <sup>+11.5</sup> <sub>-1.6</sub>	136.5 <sup>+7</sup> <sub>-5.3</sub>	173.3 <sup>-33.1</sup> <sub>-53.5</sub>
	Modificato	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.8131 Di potenza $\sigma > \sigma_{D0}$ : 0.9898	107.6	112.8 <sup>+9.6</sup> <sub>-1.4</sub>	113.6 <sup>+5.8</sup> <sub>-4.4</sub>	139.5 <sup>-26.7</sup> <sub>-43.1</sub>

<b>A<sub>DT5000</sub></b>	Classico	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.9894 Lineare $\sigma > \sigma_{D0}$ : 0.9897	119	$126.1^{+10.7}_{-1.5}$	$127.2^{+6.5}_{-5}$	$159.3^{+30.4}_{-49.2}$
	Modificato	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 1 Di potenza $\sigma > \sigma_{D0}$ : 0.9923	99.9	$104^{+8.8}_{-1.2}$	$104.6^{+5.3}_{-4.1}$	$126.9^{+24.2}_{-39.2}$
<b>A<sub>pre</sub></b>	Classico	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.9689 Lineare $\sigma > \sigma_{D0}$ : 1	132.6	$142.7^{+12.1}_{-1.7}$	$144.1^{+7.3}_{-5.6}$	$184.7^{+35.3}_{-57.1}$
	Modificato	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.9423 Di potenza $\sigma > \sigma_{D0}$ : 0.9999	115.4	$121.9^{+10.4}_{-1.5}$	$122.8^{+6.3}_{-4.8}$	$153^{+29.2}_{-47.3}$
<b>A<sub>post</sub></b>	Classico	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.7545 Lineare $\sigma > \sigma_{D0}$ : 1	129.8	$139.2^{+11.8}_{-1.7}$	$140.5^{+7.2}_{-5.5}$	$179.3^{+34.3}_{-55.4}$
	Modificato	Lineare $\sigma < \sigma_{D0}$ : 0.3956 Di potenza $\sigma > \sigma_{D0}$ : 1	112.4	$118.4^{+10.1}_{-1.4}$	$119.2^{+6.1}_{-4.6}$	$147.7^{+28.2}_{-45.6}$

Tabella 21: Riepilogo dei risultati

Nota\*: I valori di  $\sigma_{D-1}$  riportano lo scostamento medio atteso rispetto ai valori sperimentali, derivante dall'utilizzo del criterio di danneggiamento scelto (Stato dell'arte – Termografia di tipo passivo\_Determinazione sperimentale del limite di fatica).

In Figura 46 sono riportati graficamente i risultati delle approssimazioni eseguite, con l'aggiunta delle rette in nero indicanti l'1%, il 50% e il 99% di probabilità di rottura [29], in riferimento al valore atteso reperito in letteratura [6] e ottenuto tramite il metodo staircase ( $\sigma_{D-1,50\%} = 129\text{MPa}$ ). Sono state rappresentate inoltre le bande indicanti lo scostamento medio dei dati sperimentali rispetto la stima del limite di fatica, conseguente all'utilizzo dei criteri di danneggiamento.

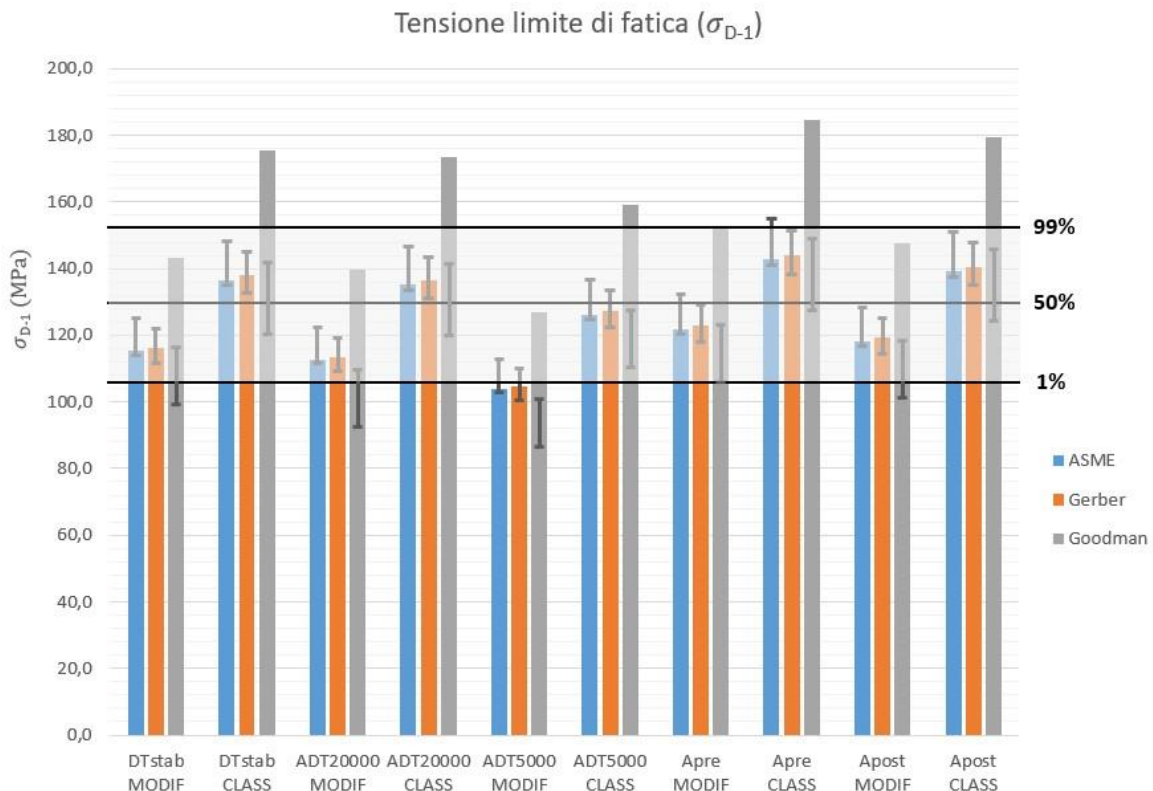
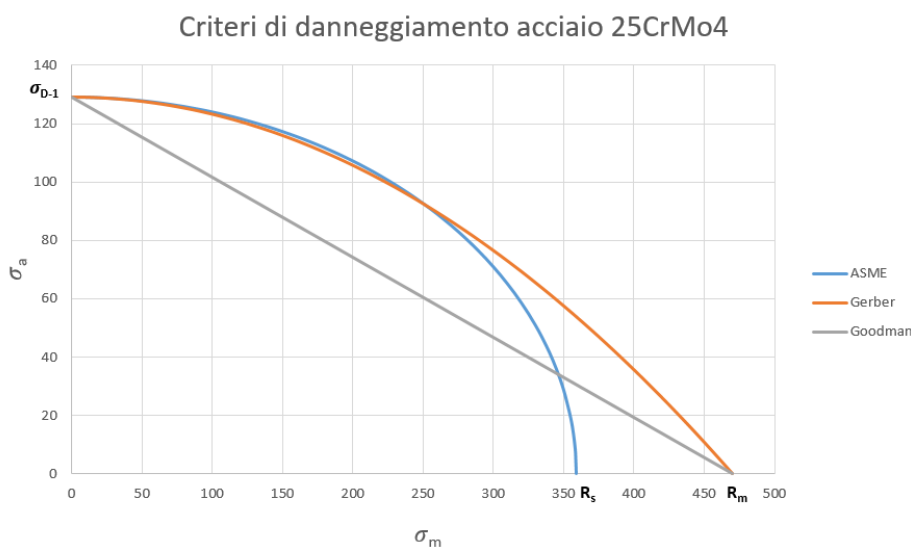


Figura 46: Riepilogo dei risultati

Da *Figura 46* è possibile osservare che per un dato parametro di valutazione il metodo TCM modificato risulta più cautelativo rispetto quello classico, fornendo dei risultati che si distribuiscono nella regione inferiore alla linea indicante il 50% di probabilità di rottura. In particolare l'uso dell'area sottesa al profilo di incremento di temperatura fino a 5000 cicli (aree sottese calcolate entro il numero di cicli corrispondente al raggiungimento del tratto a  $\Delta T$  costante *Figura 29*) ha condotto alla stima del limite di fatica  $\sigma_{D-1}$  più basso, rivelandosi il parametro più cautelativo.

In aggiunta, come atteso, l'utilizzo della retta di Goodman per risalire al limite di fatica convenzionale conduce ad una sovrastima della reale resistenza a fatica del materiale, mentre le curve di ASME e Gerber forniscono risultati coerenti e simili tra loro, ciò per via della vicinanza di queste due curve per il tipo di acciaio in oggetto (*Figura 47*).



*Figura 47: Criteri di danneggiamento acciaio 25CrMo4*

Nel momento in cui vengano prese in considerazione le bande di errore, rappresentanti la dispersione media dei dati reali rispetto ai valori stimati con il criterio di danneggiamento scelto, anche quello di Goodman, seppur meno accurato, permette di ottenere risultati coerenti con i valori attesi, risultando in aggiunta più cautelativo (*Figura 46*). Inoltre, si osserva che gli intervalli di dispersione dei punti sperimentali rispetto al valore stimato tramite le relazioni di ASME e Gerber sono di ampiezza simile e posizionati circa alla medesima quota, pertanto, per le prove in oggetto, utilizzare il criterio di ASME o quello di Gerber risulta indifferente.

Si ricorda che il calcolo degli scostamenti percentuali tra i punti sperimentali e quelli stimati tramite i criteri di danneggiamento è stato eseguito sulla base di risultati di prove su diversi tipi di acciaio e leghe di alluminio, reperite in letteratura e presentanti curve dei criteri di danneggiamento e dispersione dei punti sperimentali diverse rispetto quelle del materiale in oggetto (*Figura 47, Figura 8*). Per tale motivo le bande di errore per un dato parametro di valutazione non sono risultate alla medesima quota, in particolare quelle di Goodman sono tendenzialmente più in basso comparate con quelle di ASME e Gerber.

Si osserva inoltre che, a parità di metodo (TCM classico/TCM modificato), l'uso dell'area dei cicli di isteresi porta ad una stima del  $\sigma_{D-1}$  più alto rispetto ai parametri termici, ma comunque, a valle

dell'elaborazione, nonostante la difficoltà nella misura di aree di piccola entità, l'area dei cicli di isteresi costituisce un indicatore del livello di danneggiamento sufficientemente affidabile e in grado di condurre a buoni risultati.

A seguito dell'elaborazione dei dati delle aree dei cicli di isteresi post danneggiamento, i coefficienti  $R^2$  indicanti la bontà delle approssimazioni per il tratto inferiore al limite di fatica sono risultati pari a 0.7545 e 0.3956, rispettivamente con il metodo TCM classico e modificato. Ciò è in accordo con quanto anticipato in merito al basso numero di aree mediate per le prove a 60, 80, 100 e 120MPa, che porta a bande di confidenza più ampie e conseguentemente ad una minore rappresentatività dell'andamento reale.

Quanto appena discusso porta a concludere che la valutazione dell'incremento di temperatura tramite termocamera, come atteso [6], conduce ad una stima del limite di fatica caratterizzata da una maggiore affidabilità, comparata all'utilizzo dell'area dei cicli di isteresi come indicatore del livello di danneggiamento, e ciò per via del limite tecnologico nella misura di quest'ultima, come osservato precedentemente nel caso di tensioni prossime ed inferiori al limite di fatica.

Proseguendo con il riepilogo dei risultati, si riportano di seguito la rappresentazione delle aree dei cicli di isteresi ( $A_{pre}$  e  $A_{post}$ ) in funzione dei parametri termici ( $\Delta T_{stab}$ ,  $A_{\Delta T 20000}$  e  $A_{\Delta T 5000}$ ) (Figura 48, Figura 49, Figura 50). In particolare è possibile osservare come le aree dei cicli di isteresi crescano all'aumentare della variazione di temperatura di stabilizzazione (Figura 48), dell'area sottesa alla variazione di temperatura fino a 20000 cicli (Figura 49) e all'aumentare dell'area sottesa alla variazione di temperatura fino a 5000 cicli (Figura 50), ciò in accordo con i meccanismi alla base dell'incremento di area e di temperatura all'accrescere del livello di sollecitazione che, come visto nel capitolo inerente lo stato dell'arte, sono i medesimi per entrambi i fenomeni.

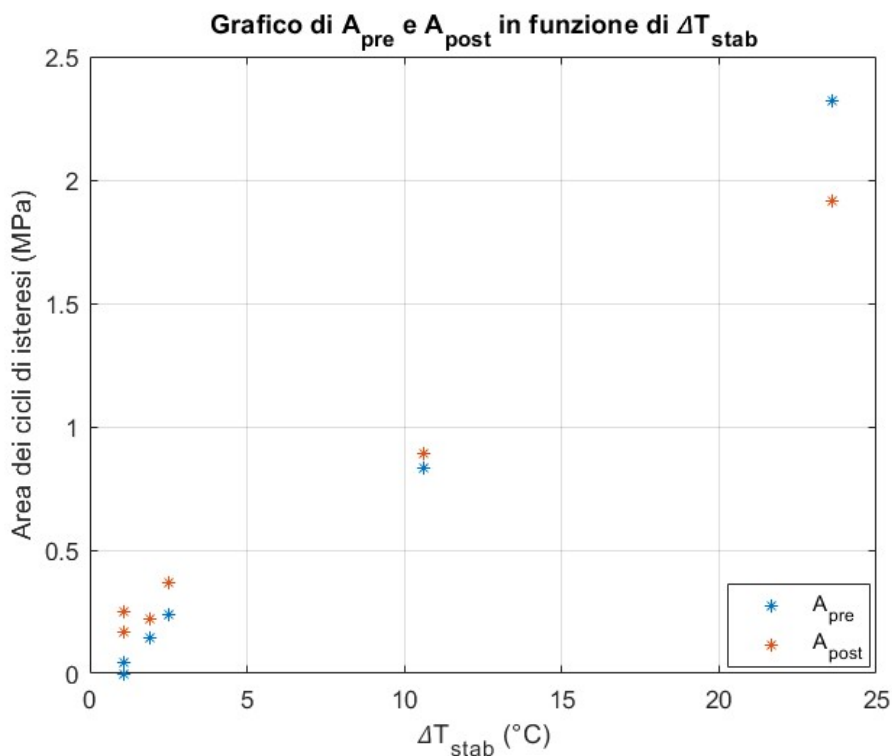


Figura 48: Grafico di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$

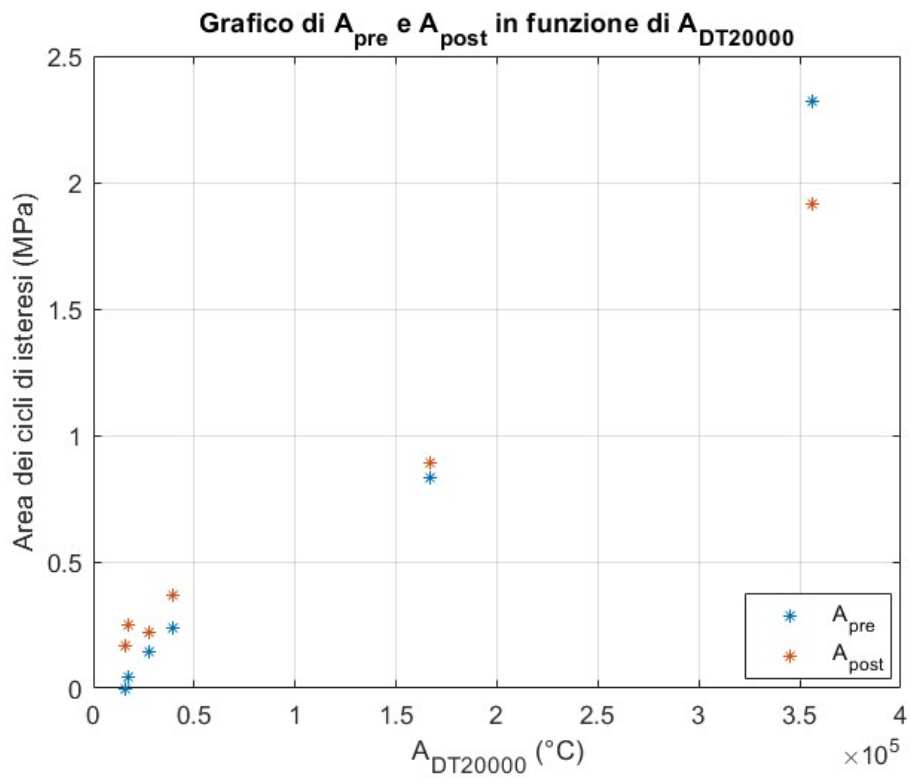


Figura 49: Grafico di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{DT20000}$

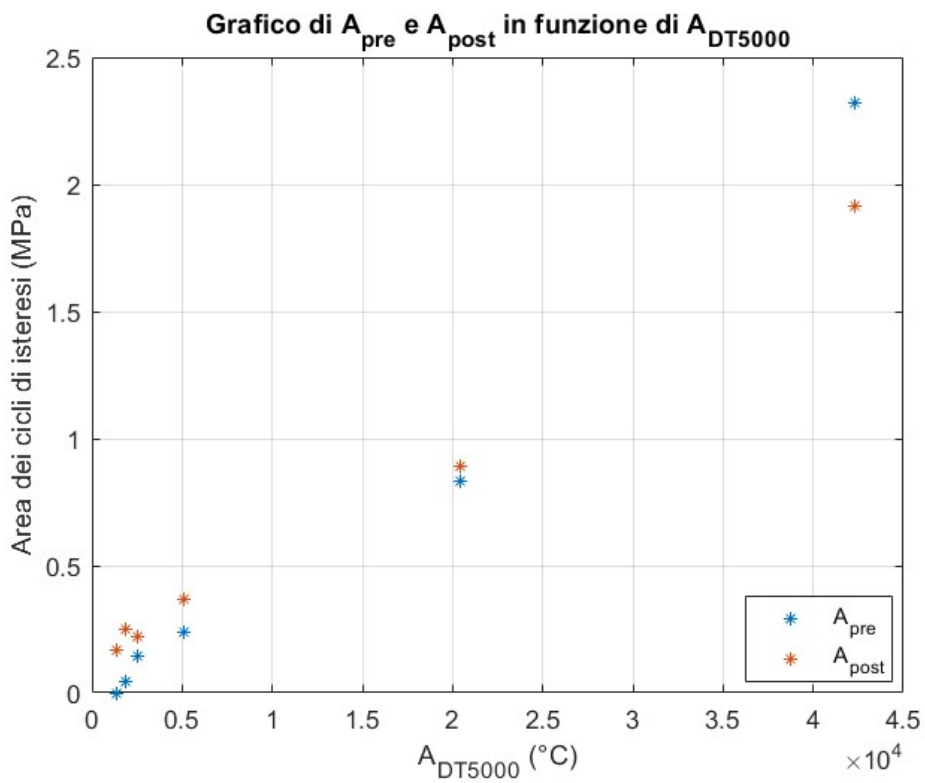
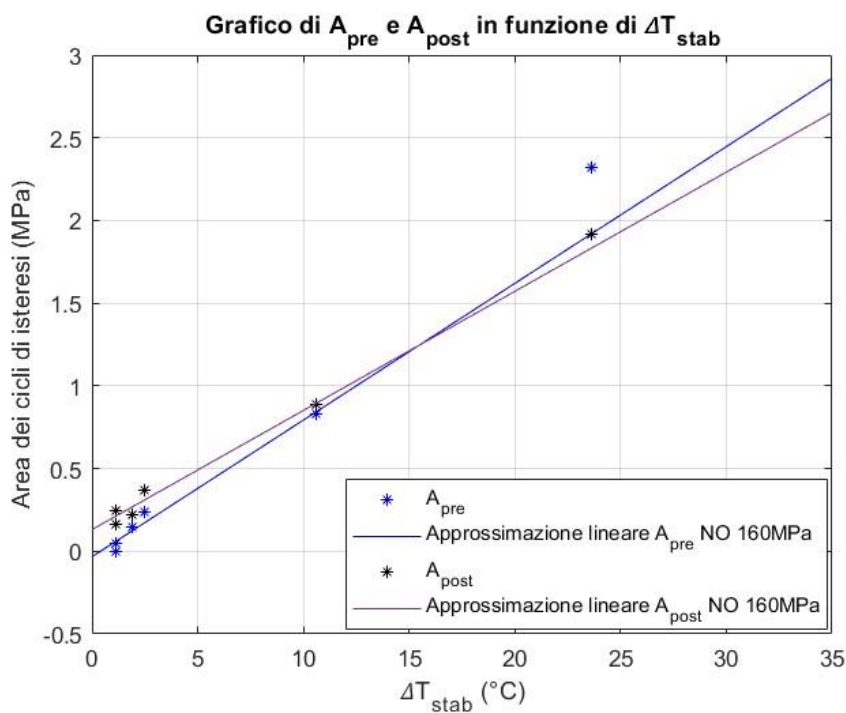


Figura 50: Grafico di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{DT5000}$

**Approssimazione degli andamenti di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$ ,  $A_{\Delta T20000}$  e  $A_{\Delta T5000}$**

Come risulta possibile notare da *Figura 51* e *Tabella 22*, *Figura 52* e *Tabella 23*, *Figura 53* e *Tabella 24* i punti sperimentali seguono andamenti pressochè lineari, tuttavia sembrerebbe che oltre un certo livello di sollecitazione l'area dei cicli di isteresi a seguito della fase di danneggiamento debba risultare minore rispetto quella precedente ad essa, anche rimuovendo dai set di dati utilizzati per l'approssimazione i punti corrispondenti alla prova a 160MPa (punti sperimentali comunque rappresentati nei grafici), come se vi fosse stato un effetto di hardening, probabilmente legato al fenomeno di formazione delle dislocazioni. Non si dispone comunque di sufficienti informazioni per determinare la motivazione di tale fenomeno e per potere affermare se sia effettivamente corretto dedurre ciò.



*Figura 51: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$  senza punto a 160MPa*

	$A_{pre} - \Delta T_{stab}$	$A_{post} - \Delta T_{stab}$
$R^2$	0.9825	0.9738

*Tabella 22: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$  senza punto a 160MPa*

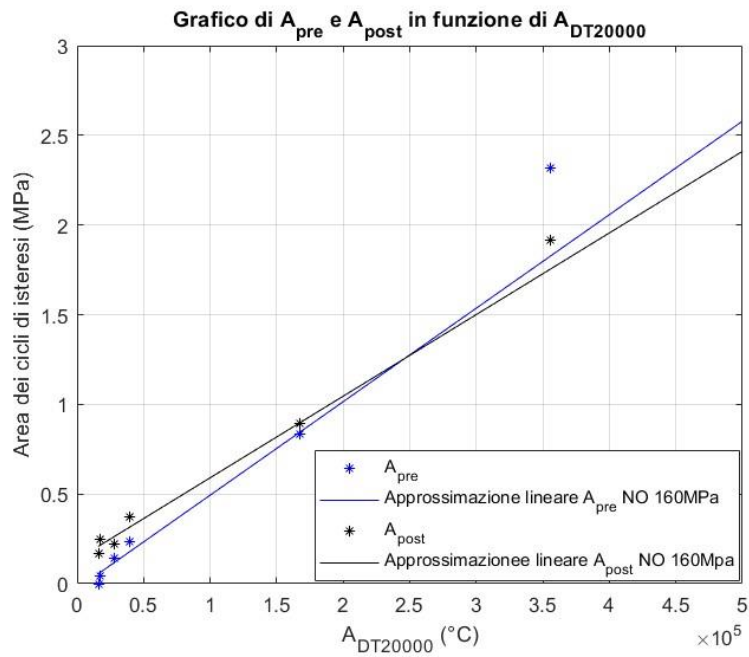


Figura 52: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T_{20000}}$  senza punto a 160MPa

	$A_{pre} - A_{\Delta T_{20000}}$	$A_{post} - A_{\Delta T_{20000}}$
$R^2$	0.9834	0.9777

Tabella 23: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T_{20000}}$  senza punto a 160MPa

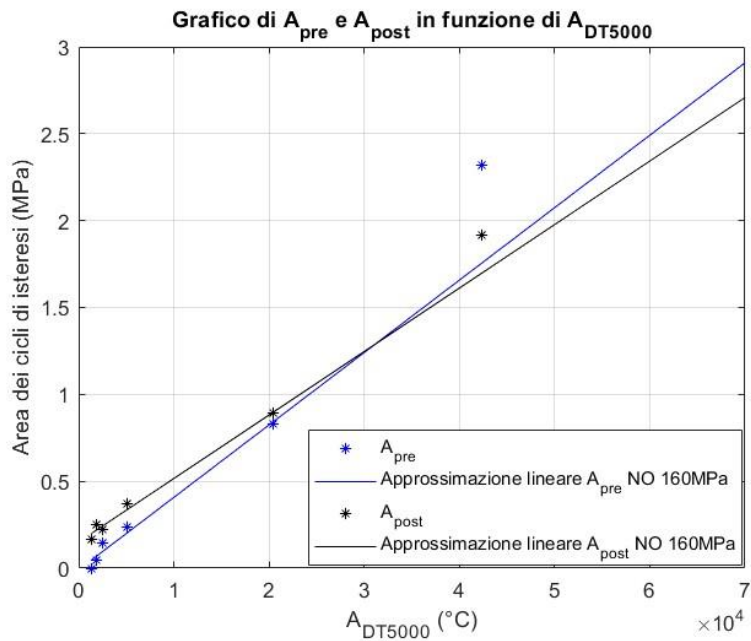


Figura 53: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T_{5000}}$  senza punto a 160MPa

	$A_{pre} - A_{\Delta T_{5000}}$	$A_{post} - A_{\Delta T_{5000}}$
$R^2$	0.9861	0.9891

Tabella 24: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T_{20000}}$  senza punto a 160MPa

Si riportano inoltre di seguito i risultati delle approssimazioni utilizzando anche i punti corrispondenti alla prova a 160MPa (Figura 54, Figura 55, Figura 56, Tabella 25, Tabella 26, Tabella 27).

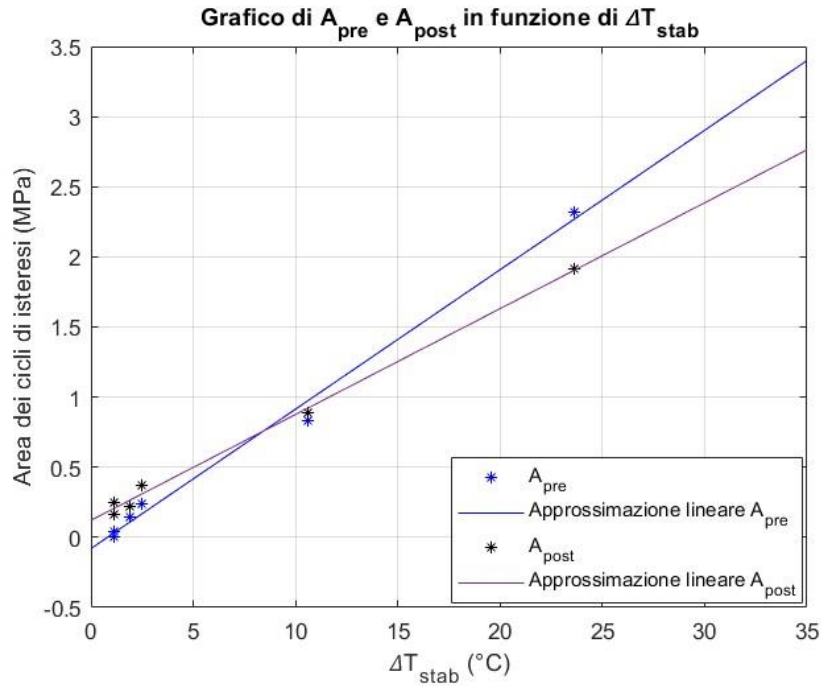


Figura 54: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$

	$A_{pre} - \Delta T_{stab}$	$A_{post} - \Delta T_{stab}$
$R^2$	0.9926	0.9956

Tabella 25: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $\Delta T_{stab}$

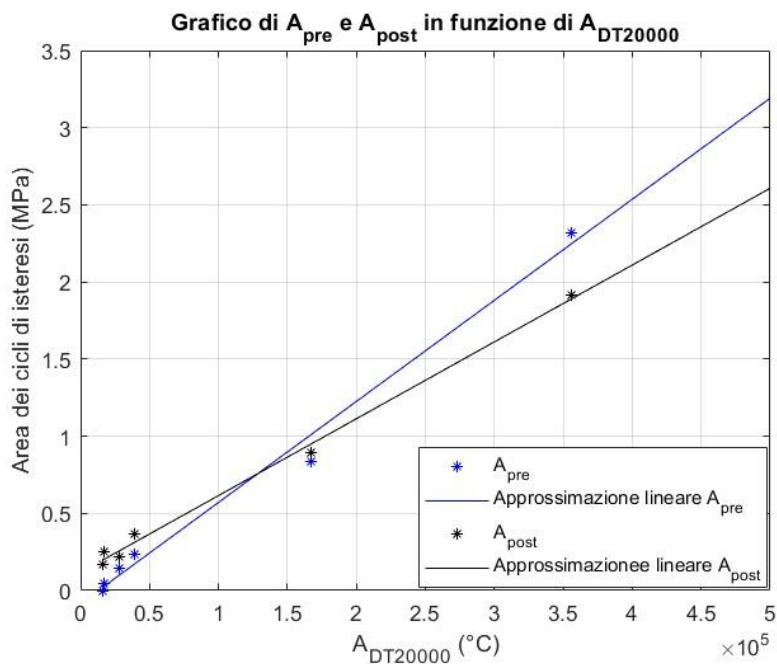


Figura 55: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{DT20000}$



	$A_{pre} - A_{\Delta T20000}$	$A_{post} - A_{\Delta T20000}$
$R^2$	0.9892	0.995

Tabella 26: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T20000}$

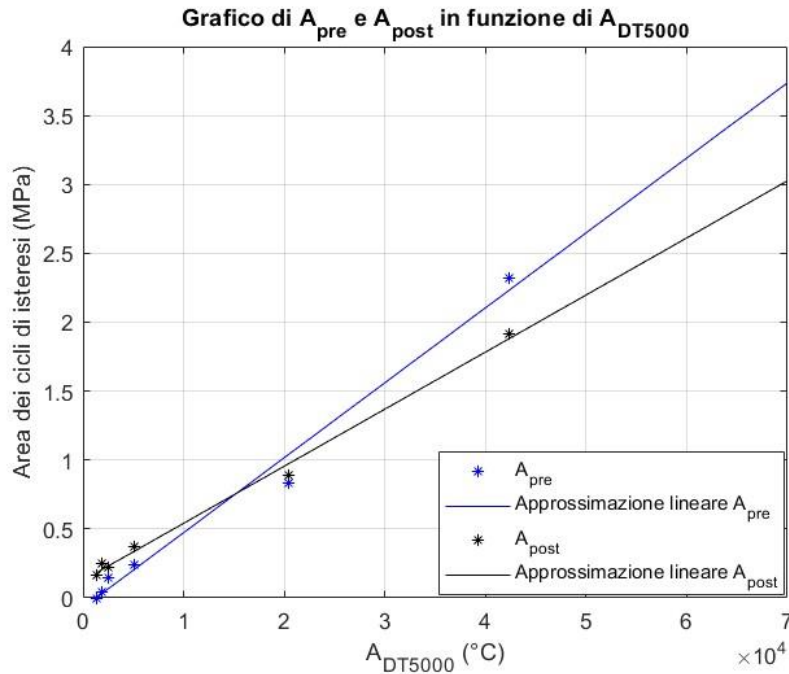


Figura 56: Grafico dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T5000}$

	$A_{pre} - A_{\Delta T5000}$	$A_{post} - A_{\Delta T5000}$
$R^2$	0.9856	0.9951

Tabella 27: Valori degli  $R^2$  dell'approssimazione lineare di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  in funzione di  $A_{\Delta T20000}$

Comparando i risultati delle approssimazioni (Tabella 22, Tabella 23, Tabella 24, Tabella 25, Tabella 26, Tabella 27), (Figura 51, Figura 52, Figura 53, Figura 54, Figura 55, Figura 56), è possibile osservare che, prendendo in considerazione anche i punti corrispondenti alla prova a 160MPa, i coefficienti indicanti la bontà delle approssimazioni ( $R^2$ ) risultano superiori e gli andamenti delle rette di  $A_{pre}$  e  $A_{post}$  presentano uno scostamento maggiormente accentuato, anticipando inoltre il livello di sollecitazione oltre cui l'area dei cicli di isteresi a seguito della fase di danneggiamento risulta minore rispetto quella precedente ad essa. Come anticipato questo effetto è probabilmente legato al fenomeno di formazione delle dislocazioni, tuttavia non si dispone di sufficienti informazioni per determinarne la motivazione e per potere affermare se sia effettivamente corretto dedurre ciò.

# Termografia di tipo attivo

Mediante la tecnica della termografia attiva, si è proceduto con l'eccitazione di tipo lock-in dei provini affaticati nelle prove precedenti di termografia passiva, con lo scopo di valutare la dipendenza della diffusività termica dal livello di affaticamento.

## Attrezzatura

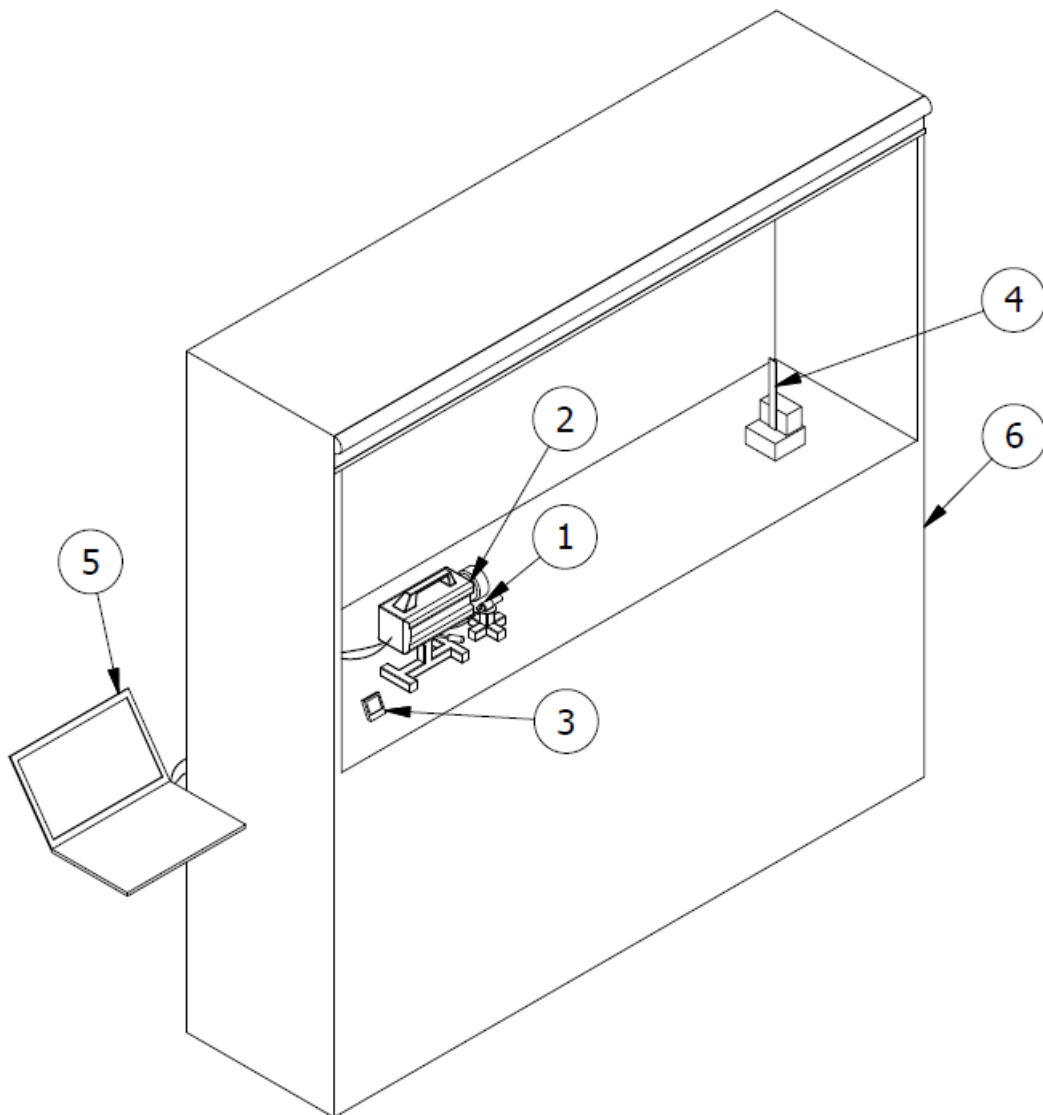


Figura 57: Attrezzatura sperimentale per la termografia attiva

Con lo scopo di eseguire le prove in oggetto e misurare le grandezze necessarie per la successiva elaborazione dei dati, viene utilizzata la seguente attrezzatura realizzata dal DES (Diagnostic Engineering Solutions) (visibile in *Figura 57* e in *Figura 61*):

- sorgente laser, avente le caratteristiche riportate in *Tabella 28* e con apposito sistema di direzionamento del fascio gestito tramite computer (① in *Figura 57*) (*Figura 58*);

<b>Potenza media nominale di uscita (W)</b>	50
<b>Campo di regolazione della potenza (%)</b>	15 ÷ 100
<b>Diametro del fascio laser (mm)</b>	Minimo 6, massimo 10 all'86% della potenza
<b>Massimo disallineamento del fascio (mrad)</b>	5
<b>Tempo di attivazione del sistema all'accensione (min)</b>	< 1
<b>Tempo necessario a raggiungere la stabilizzazione (min)</b>	< 15

Tabella 28: Caratteristiche della sorgente laser



Figura 58: Sorgente laser e sistema di direzionamento

- termocamera ad infrarossi FLIR modello A6751 <sup>[35]</sup>, avente le caratteristiche riportate in Tabella 29 e con apposito supporto regolabile ((2) in Figura 57) (Figura 59);

<b>Range di temperatura standard (°C)</b>	-20 ÷ 350
<b>Range spettrale (μm)</b>	3 ÷ 5
<b>Rilevatore</b>	FLIR Indium Antimode
<b>Accuratezza del sistema</b>	≤ 100°C ±2°C (tipicamente ±1°C), > 100°C ±2% del valore letto (tipicamente ±1%)
<b>Risoluzione di temperatura (NETD) (mK)</b>	< 20
<b>Dimensione del pixel (μm)</b>	15
<b>Frequenza di acquisizione</b>	Programmabile; 0.0015 ÷ 125Hz
<b>Temperatura operativa (°C)</b>	20 ÷ 50
<b>Tempo di riscaldamento (min)</b>	~ 10

Tabella 29: Caratteristiche dalla termocamera ad infrarossi FLIR A6751



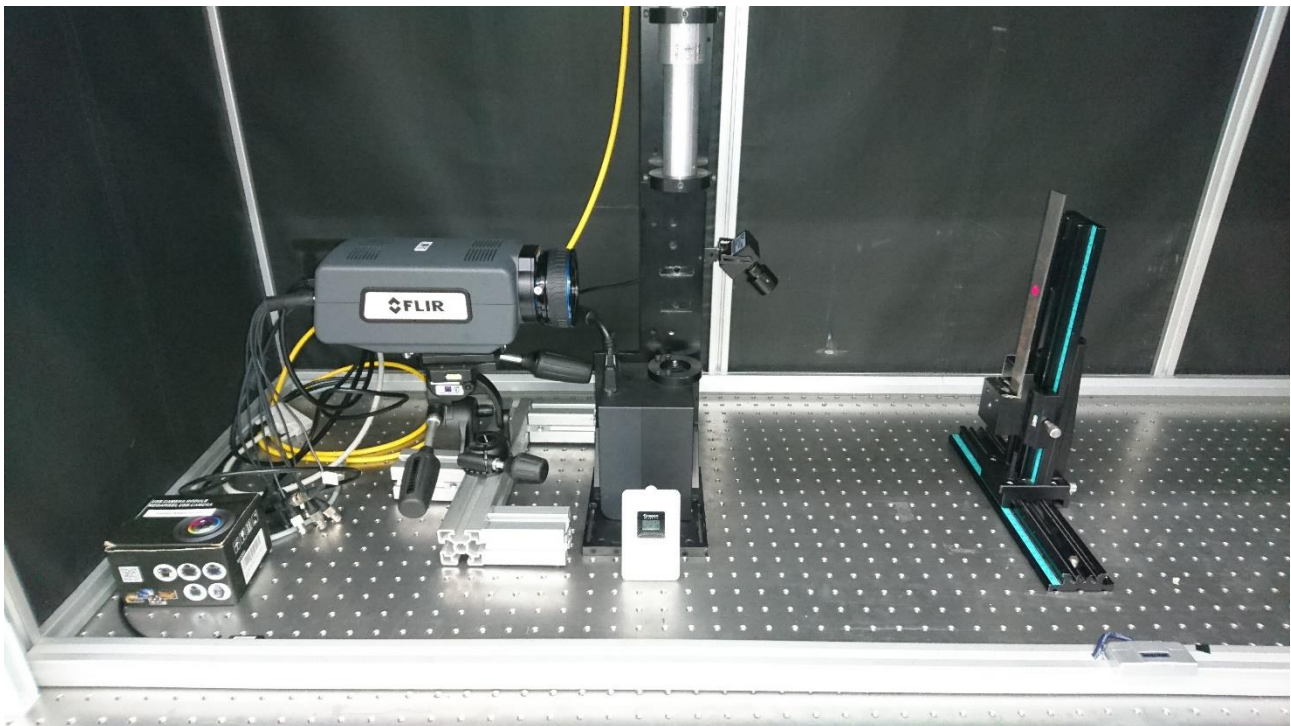
Figura 59: Termocamera ad infrarossi FLIR A6751

- termometro e misuratore di umidità ((3) in Figura 57);
- provino sotto analisi ((4) in Figura 57);

- computer per il controllo della sorgente laser e l'acquisizione della temperatura superficiale del provino mediante il software IRTA 2 (⑤ in *Figura 57*);
- banco provvisto di sistema di schermatura atto ad isolare l'apparecchiatura rispetto l'ambiente del laboratorio, questo per motivi di sicurezza a causa dell'impiego di una sorgente laser (⑥ in *Figura 57*) (*Figura 60*).



*Figura 60: Banco con sistema di schermatura*



*Figura 61: Foto attrezzatura sperimentale per la termografia attiva*

## **Metodologia di prova**

Il provino viene sollecitato termicamente secondo l'approccio della termografia di tipo lock-in utilizzando come fonte di eccitazione una sorgente laser, è inoltre disposto con il lato non verniciato verso essa e la termocamera, ed in modo tale che risulti al centro dell'inquadratura della stessa, oltre che investito dal fascio laser nella mezzeria (*Figura 62*). Le misure vengono realizzate sul lato non

verniciato in quanto lo strato di vernice, avendo proprietà termiche differenti rispetto a quelle del materiale del provino, influirebbe sulla diffusione del calore e conseguentemente sulla stima della diffusività termica (D).

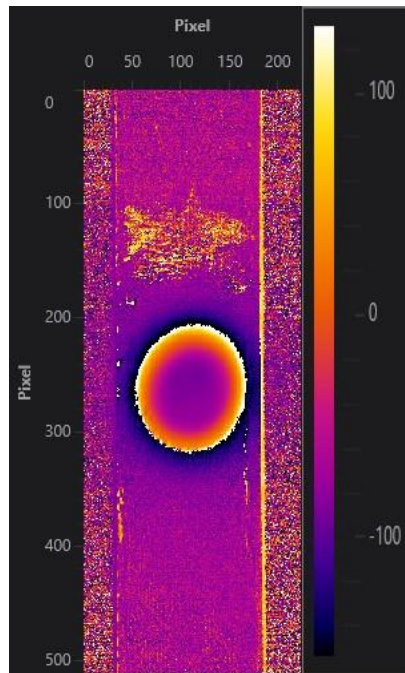


Figura 62: Inquadratura della termocamera

Il fascio laser generato è modulato in modo tale da formare un'onda quadra di periodo  $T = 0.5s$  e duty cycle  $DC = t_{ON}/T = 0.5$  e avente inoltre una potenza pari a  $50W$ , ovvero utilizzando il 100% di quella disponibile (Figura 15).

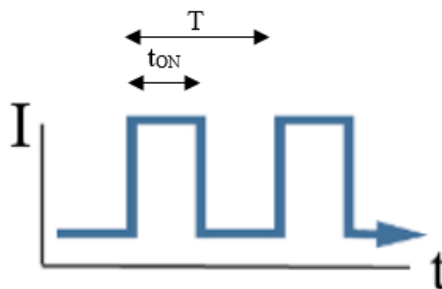


Figura 15: Eccitazione ad onda quadra

Ciascuna prova dura 200 cicli, durante i quali viene acquisita la temperatura del provino mediante termocamera e con frequenza di acquisizione pari a  $60Hz$ .

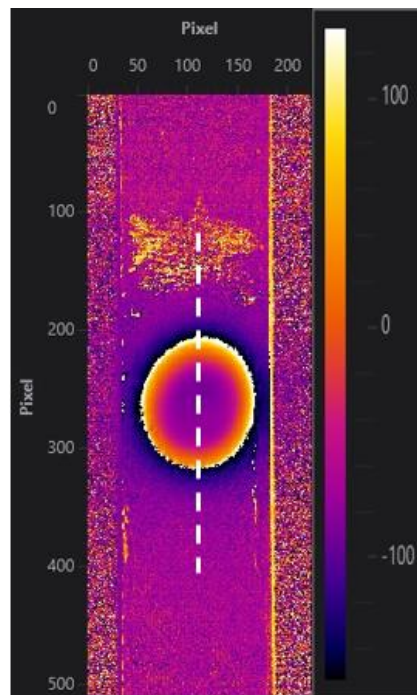
Il periodo (T) la potenza ( $P_0$ ) ed in numero di cicli sono stati determinati eseguendo alcune prove e valutando la bontà dei risultati ottenuti, osservando l'andamento del diagramma della fase ( $\varphi$ ), effettuando il calcolo della diffusività e tenendo conto dell' $R^2$  della retta approssimante i dati sperimentali.

Per ciascun provino sono previste tre replicazioni di tale prova, in modo da poter effettuare un confronto tra esse e valutare la variabilità delle misurazioni, inoltre la diffusività termica utilizzata

sarà data dalla media delle tre calcolate. Tra un test e l'altro risulta necessario attendere che il provino si raffreddi raggiungendo la temperatura ambiente, così da presentare le medesime condizioni iniziali di prova.

## Elaborazione dei dati e risultati

Al fine di ricavare il diagramma della fase, viene definita la retta lungo cui eseguire l'analisi, in particolare se ne è scelta una verticale coincidente con la mezzeria del provino per evitare gli effetti di bordo (*Figura 63*). Per ciascun provino la retta scelta per il primo test è stata mantenuta per i due successivi, in modo tale da garantire le stesse condizioni di misura.



*Figura 63: Retta lungo cui viene eseguita la valutazione della fase*

Mediante il software IRTA 2 le acquisizioni di temperatura nel tempo lungo la retta vengono elaborate e confrontate con il segnale di eccitazione, fornendo automaticamente il diagramma della fase ( $\varphi$  in  $^\circ$ ) in funzione della posizione ( $y$  in pixel), a umidità e temperatura dell'ambiente controllate. Successivamente tali dati sono stati esportati come file CSV per le successive valutazioni.

Tramite foglio di calcolo Excel si è proceduto con la conversione della fase da gradi a radianti e della posizione da pixel a millimetri, nota la larghezza del provino.

Diagrammato l'andamento della fase per ogni test, come riportato in *Figura 64*, è stato possibile individuare i tratti rettilinei a sinistra e a destra rispetto la zona centrale (dimensioni della zona centrale pari al diametro del fascio laser (circa 10mm)), in cui eseguire l'approssimazione dei dati mediante una linea di tendenza lineare, con lo scopo di individuare la pendenza ( $m$ ) tramite cui si è calcolata la diffusività termica ( $D$ ) (*Equazione 58*).

$$D = \frac{\pi f}{m^2} \quad (58)$$



In particolare, i punti sperimentali utilizzati per determinare la retta approssimante sono stati scelti tra quelli in corrispondenza del diametro del laser e quelli nella zona in cui il grafico inizia a presentare delle oscillazioni e in modo tale da garantire un valore del coefficiente  $R^2$  appena superiore a 0.99. Come è stato possibile constatare, al fine di ottenere risultati affidabili e ripetibili, è importante applicare il medesimo criterio per la scelta dei punti per tutti i test, vista l'ampiezza del range di oscillazione della diffusività termica.

Il lato del grafico utilizzato principalmente è stato il sinistro, in quanto di lunghezza maggiore e perciò in grado di fornire un numero superiore di dati per l'approssimazione. È stato utilizzato tuttavia il lato destro nei casi in cui si riscontrava una eccessiva variabilità dei valori stimati di  $D$  e ciò ha permesso di ridurla.

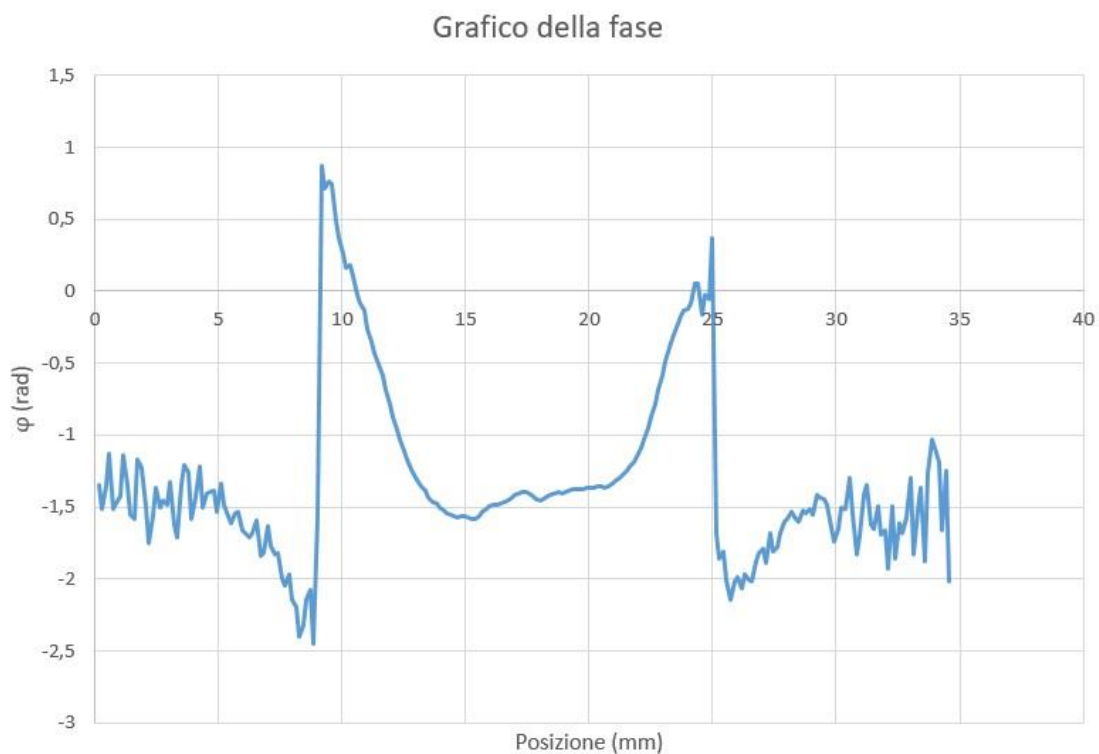


Figura 64: Esempio di grafico della fase in funzione della posizione

Come risulta possibile notare da *Figura 64* e *Figura 65* gli andamenti della fase rispetto alla posizione sono asimmetrici, ciò perché la sorgente laser investe il centro del provino dal basso verso l'alto a causa della sua posizione, per cui la zona inferiore è sollecitata termicamente in maggior misura e conseguentemente il tratto di diffusione è di lunghezza superiore (sul grafico la destra corrisponde alla zona superiore della regione eccitata).

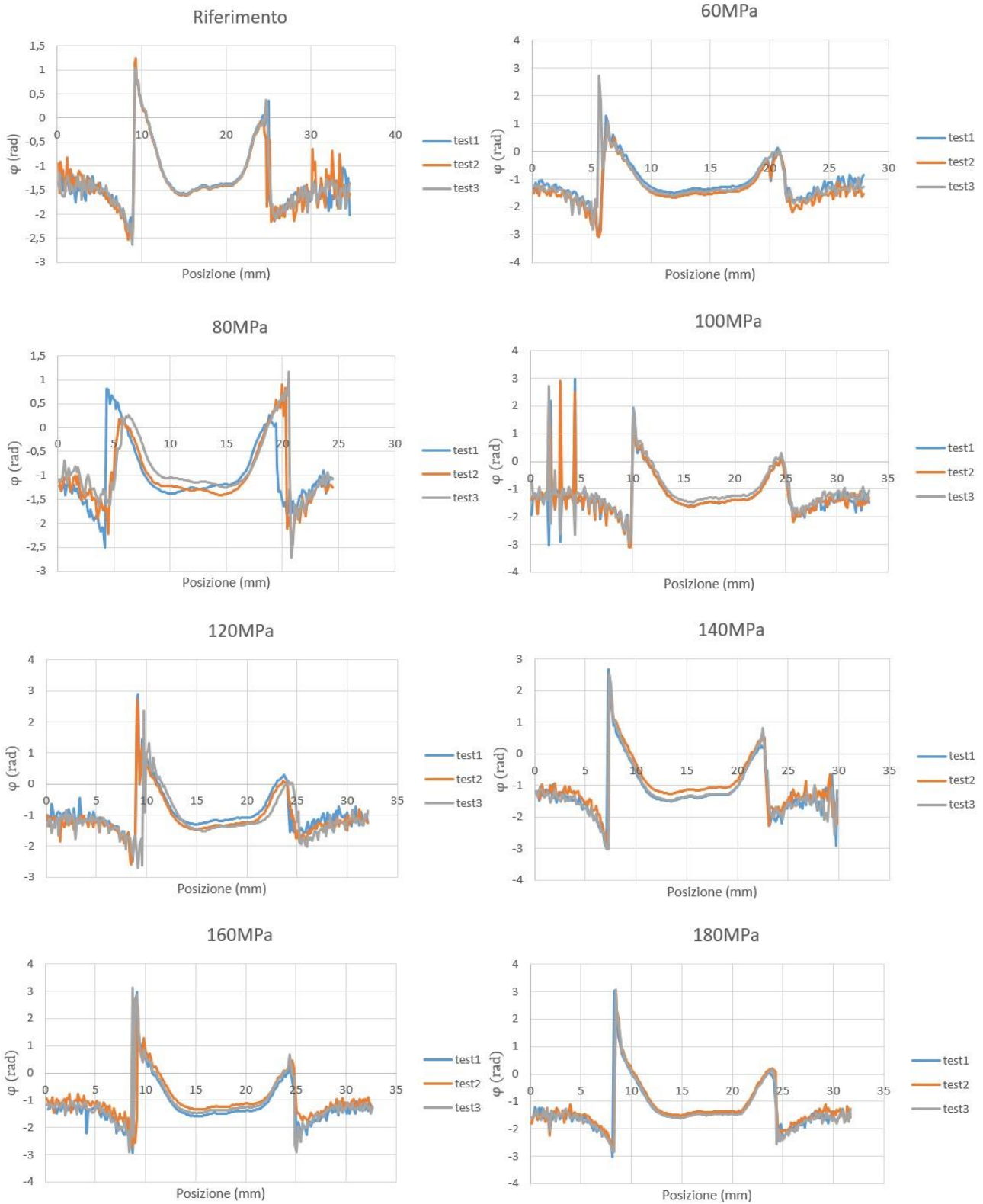


Figura 65: Grafici della fase in funzione della posizione

In Figura 65 sono riportati i grafici di fase delle tre replicazioni per ogni provino. In particolare si può osservare che per quello sollecitato a 80MPa il test2 e il test3 sono ribaltati, ciò semplicemente a causa della direzione in cui sono stati salvati i dati lungo la retta verticale.

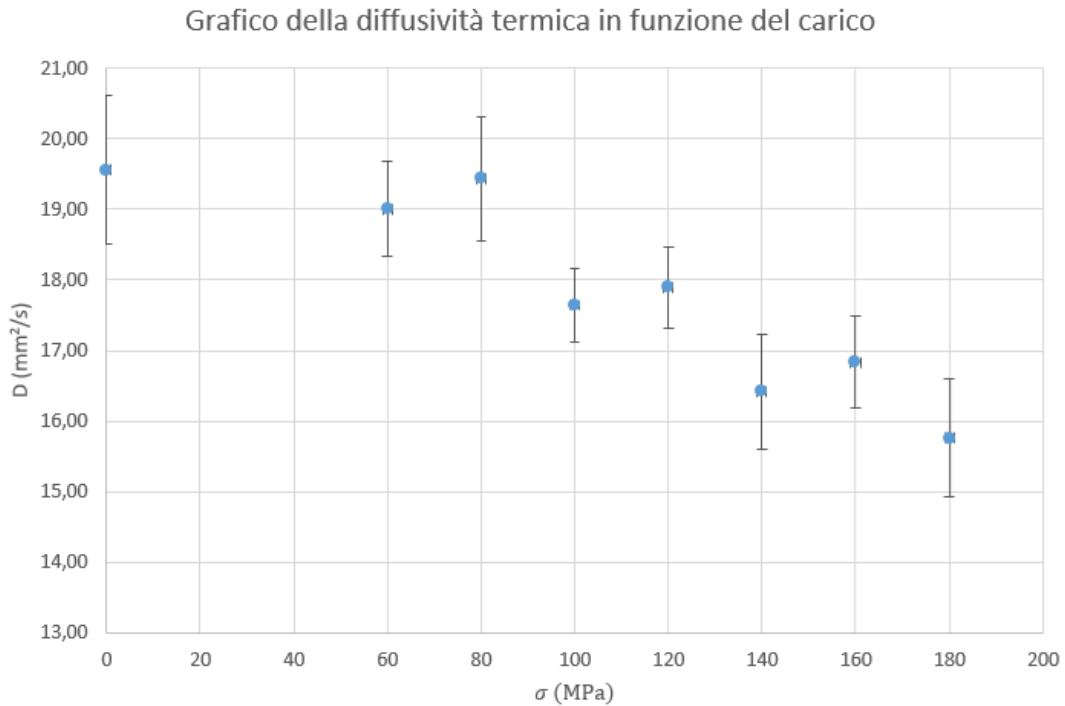


Nella *Tabella 30* si riportano i risultati dell'elaborazione. In particolare vengono indicati i coefficienti delle rette approssimanti e la diffusività stimata per ogni acquisizione, mentre per ogni provino la diffusività media dei tre test, la deviazione standard e il semi intervallo di fiducia; quest'ultimo calcolato in modo analogo a quanto svolto nella sezione inerente la determinazione sperimentale del limite di fatica, all'interno del capitolo dello stato dell'arte.

Provini	m.x+p2			D (mm <sup>2</sup> /s)	D <sub>m</sub> (mm <sup>2</sup> /s)	Deviazione standard (mm <sup>2</sup> /s)	Mezza banda di fiducia (95%) (mm <sup>2</sup> /s)
	m (rad/mm)	p2 (rad)	R <sup>2</sup>				
Riferimento	-0.5519	5.8448	0.9903	20.63	19.55	0.93	1.05
	-0.5748	6.0796	0.9915	19.02			
	-0.5748	6.1546	0.9917	19.02			
60MPa	-0.579	4.3809	0.9902	18.74	19.00	0.60	0.68
	-0.565	4.0855	0.9903	19.68			
	-0.5816	4.2492	0.99	18.58			
80MPa	-0.562	3.4078	0.991	19.89	19.44	0.78	0.88
	-0.5822	3.682	0.9914	18.54			
	0.5622	-10.516	0.9907	19.88			
100MPa	-0.5891	6.724	0.991	18.11	17.64	0.47	0.53
	-0.6049	6.9252	0.9905	17.17			
	-0.5968	7.0025	0.991	17.64			
120MPa	0.5833	-13.355	0.9906	18.47	17.89	0.51	0.57
	-0.5957	6.5305	0.9922	17.71			
	-0.5991	6.93	0.9909	17.51			
140MPa	-0.6122	5.5951	0.9913	16.76	16.42	0.71	0.81
	-0.6099	5.828	0.9924	16.89			
	-0.6347	5.8949	0.9902	15.60			
160MPa	-0.6212	4.77	0.9926	16.28	16.83	0.57	0.65
	-0.6005	4.4207	0.9912	17.42			
	-0.6118	4.5285	0.992	16.79			
180MPa	-0.6466	6.5572	0.9911	15.03	15.76	0.74	0.84
	0.6319	-14.647	0.9919	15.74			
	-0.617	6.2903	0.9915	16.50			

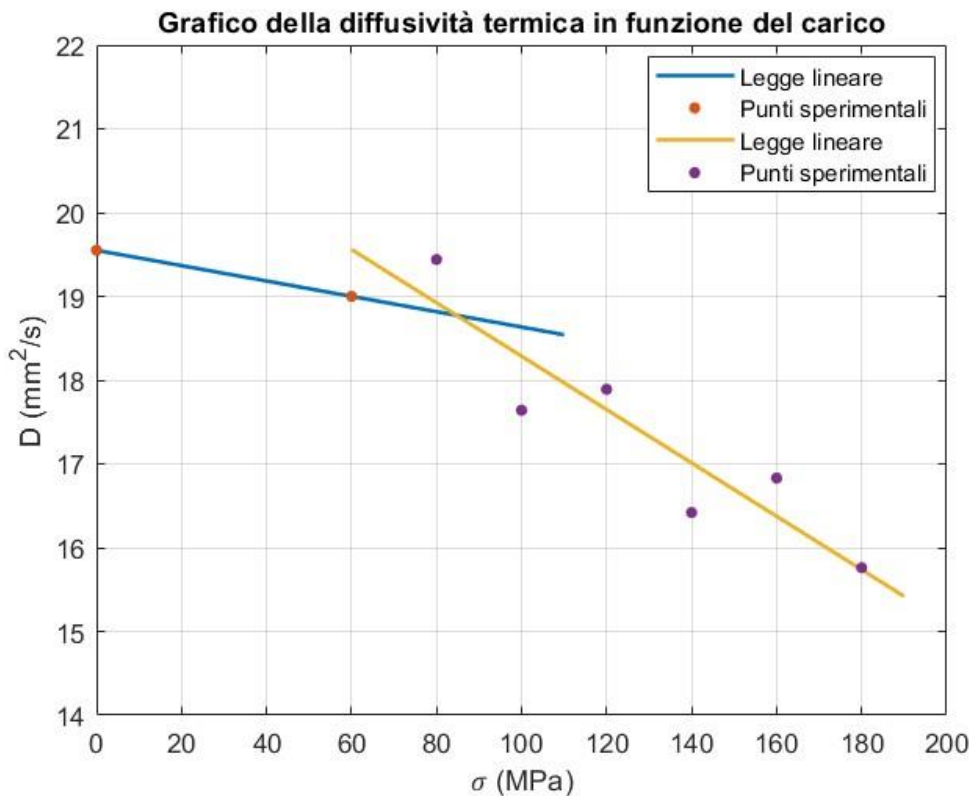
*Tabella 30: Riepilogo dei risultati dell'elaborazione dei diagrammi di fase*

In *Figura 66* si riporta l'andamento della diffusività termica in funzione del livello di sollecitazione cui è stato sottoposto il provino, con l'aggiunta della rappresentazione delle bande di confidenza. Come atteso, è possibile osservare che all'aumentare del livello di carico la diffusività termica diminuisce, ciò, in accordo con quanto riportato nel capitolo dello stato dell'arte, a causa dell'aumento del numero di dislocazioni che ostacolano conseguentemente la diffusione del calore.



*Figura 66: Grafico della diffusività termica in funzione del carico*

Con criterio analogo a quello utilizzato precedentemente nella sezione dedicata alla termografia passiva, si procede di seguito con la stima del limite di fatica per intersezione tra la retta approssimante l'andamento dei punti sperimentali sotto al  $\sigma_{D0}$  e quella approssimante i valori superiori.



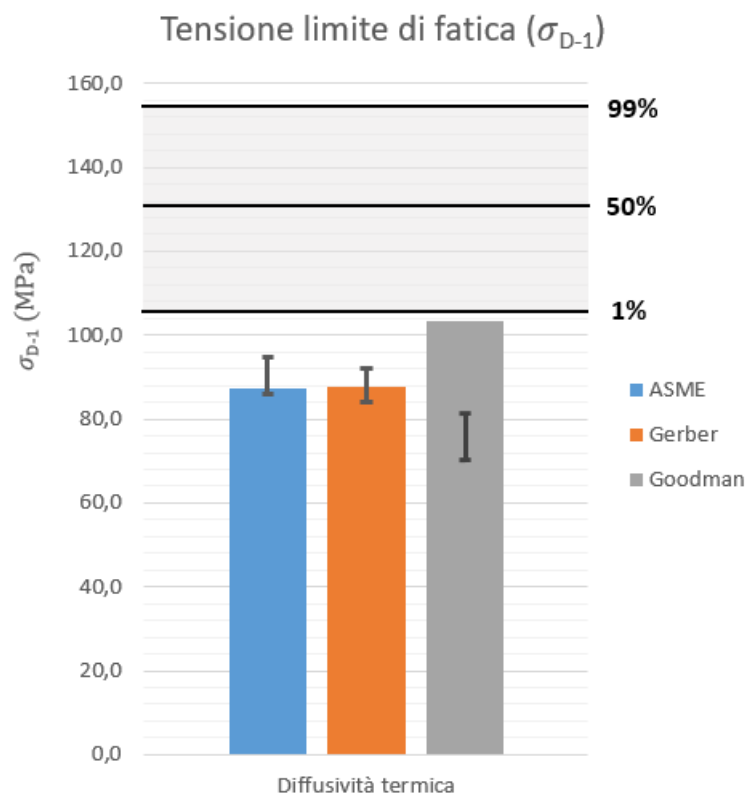
*Figura 67: Grafico della diffusività termica in funzione del carico (stima  $\sigma_{D0}$ )*

In *Figura 67* viene riportato il grafico della diffusività termica in funzione del carico con rappresentate le rette approssimanti l'andamento sperimentale. In particolare, diversamente da quanto svolto precedentemente, la ricerca dell'intersezione è stata condotta suddividendo i set di dati in modo tale da ridurre l'errore tra il valore prestabilito e quello ottenuto del  $\sigma_{D0}$ .

In *Tabella 31* sono indicati i valori delle costanti delle rette approssimanti, il coefficiente di determinazione  $R^2$ , il punto di intersezione tra le due curve ( $\sigma_{D0}$ ) e il limite di fatica per rapporto di ciclo pari a -1 ( $\sigma_{D-1}$ ), calcolato secondo le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

	Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$		Legge lineare $p_1 \cdot x + p_2$	$\sigma_{D0}$ (MPa)	$\sigma_{D-1}$ ASME (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Gerber (MPa)	$\sigma_{D-1}$ Goodman (MPa)
$p_1$ ((mm <sup>2</sup> /s)/MPa)	-0.0092	$p_1$ ((mm <sup>2</sup> /s)/MPa)	-0.0319	84.7	87.1	87.5	103.3
$p_2$ (mm <sup>2</sup> /s)	19.55	$p_2$ (mm <sup>2</sup> /s)	21.4714				
$R^2$	1	$R^2$	0.8452				

*Tabella 31: Risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di diffusività termica*



*Figura 68: Riepilogo dei risultati dell'approssimazione dell'andamento dei dati di diffusività termica*

In *Figura 68* sono riportati graficamente i risultati delle approssimazioni eseguite, con l'aggiunta delle rette in nero indicanti l'1%, il 50% e il 99% di probabilità di rottura <sup>[29]</sup>, in riferimento al valore atteso reperito in letteratura <sup>[6]</sup> e ottenuto tramite il metodo staircase ( $\sigma_{D-1,50\%} = 129\text{MPa}$ ). Sono state

rappresentate inoltre le bande indicanti lo scostamento medio dei dati sperimentali rispetto la stima del limite di fatica, conseguente all'utilizzo dei criteri di danneggiamento.

Come risulta possibile osservare, il limite di fatica individuato con questo metodo conduce ad una sottostima della reale resistenza del materiale. È necessario tuttavia tenere conto che tale esito è legato a dei dati aventi una variabilità non trascurabile in caso di stima del  $\sigma_{D-1}$  (*Figura 66*). Comunque i risultati ottenuti sono soddisfacenti, in quanto permettono di dimostrare sperimentalmente che la diffusività termica costituisce un valido indicatore del livello di danneggiamento, essendo sensibile al carico cui è stato sottoposto precedentemente il provino.

# Conclusioni e possibili sviluppi futuri

## Termografia di tipo passivo

A valle del lavoro sperimentale eseguito in merito alla termografia di tipo passivo, si può concludere che l'utilizzo della temperatura come indicatore del danneggiamento, comparato a quello dell'area dei cicli di isteresi permetta di ottenere risultati maggiormente affidabili, in quanto, indipendentemente dal livello di carico, la temperatura costituisce un indicatore più sensibile, mentre per bassi carichi l'estensometro fornisce misure di deformazione che, essendo utilizzate per valutare piccole aree dei cicli di isteresi, conducono ad un'ampia variabilità dei valori. Tuttavia si è osservato che la media delle suddette aree rappresenta in modo accettabile il livello di danneggiamento, permettendo di ottenere una buona valutazione del limite di fatica, anche se meno cautelativo rispetto a quello fornito dagli indicatori termici a parità di metodo (TCM classico/modificato).

In particolare si è potuto osservare che utilizzare come indicatore l'area sottesa al grafico di incremento della temperatura, valutata fino ad un numero di cicli corrispondente alla sola fase di crescita della stessa, senza raggiungere la stabilizzazione (questo per alti carichi, siccome per bassi livelli di sollecitazione la stabilizzazione viene raggiunta quasi immediatamente), ha consentito di ottenere la stima più cautelativa riscontrata del limite di fatica mediante il metodo TCM modificato, offrendo il pregio di richiedere prove di minore durata rispetto l'uso della temperatura di stabilizzazione.

Si è riscontrato inoltre che il metodo TCM classico, paragonato al modificato e per il criterio scelto di coerenza nella suddivisione dei set di dati (dettagliato nella sezione inerente l'elaborazione dei dati all'interno del capitolo dell'attività sperimentale di termografia passiva), conduce ad una sovrastima del limite di fatica.

In aggiunta, approssimando gli andamenti delle aree dei cicli di isteresi ( $A_{pre}$  e  $A_{post}$ ) in funzione dell'incremento di temperatura ( $\Delta T_{stab}$ ) e delle aree sottese al profilo di incremento di temperatura ( $A_{\Delta T20000}$  e  $A_{\Delta T5000}$ ), si è osservato che le relazioni sussistenti sono in buona approssimazione di tipo lineare. Tale procedura ha condotto inoltre all'individuazione di un possibile effetto di hardening del materiale, probabilmente legato al fenomeno di formazione delle dislocazioni e che si manifesterebbe oltre un certo livello di sollecitazione. Tuttavia non si dispone di sufficienti informazioni per determinare la motivazione di tale fenomeno e per potere affermare se sia effettivamente corretto dedurre ciò, per cui sarebbe necessario eseguire ulteriori prove, in modo tale da verificare ed eventualmente approfondire questo tema.

Al fine di effettuare una migliore valutazione degli scostamenti nella stima del  $\sigma_{D-1}$ , in questo elaborato si sarebbe potuto ricavare per punti il diagramma di Haigh del 25CrMo4, in modo tale da poterlo utilizzare per determinare gli scostamenti percentuali dei criteri di danneggiamento, ottenendo risultati delle bande meno dispersi e più precisi. Ciò tuttavia avrebbe richiesto notevoli prove e dispendio di tempo, per cui non è stato realizzato. Alternativamente si sarebbero dovute realizzare le prove a rapporto di ciclo  $R = -1$  con provini più tozzi, così da non presentare cedimento per instabilità elastica e ottenere la stima della  $\sigma_{D-1}$  direttamente dall'intersezione delle curve (metodo TCM), senza doversi risalire tramite le relazioni di ASME, Gerber e Goodman.

## **Termografia di tipo attivo**

Osservando i risultati sperimentali si può affermare che questa tecnica termografica, unita al metodo delle pendenze per il calcolo della diffusività termica, permetta di valutare il livello di danneggiamento indotto da cicli affaticanti e di stimare il limite di fatica con buoni risultati, benché, a seguito dell'elaborazione dei dati abbia fornito una sottostima di tale valore. Ciò è legato al basso scostamento tra i valori di diffusività dei provini e alla variabilità dei valori delle replicazioni realizzate, influente in caso di stima del  $\sigma_{D-1}$ .

Nonostante ciò un cambio di pendenza dell'andamento e quindi del comportamento del materiale viene rilevato e risulta coerente con quanto atteso, per cui tale metodo, offrendo in aggiunta il vantaggio di potere valutare il livello di danneggiamento di componenti in opera, si rivela un tema valido da approfondire.

Ricordando che all'aumentare del livello di carico il numero di dislocazioni formatesi cresce, ostacolando quindi la diffusione del calore e conducendo alla determinazione di una diffusività termica inferiore, a completamento del lavoro si sarebbe potuta in aggiunta indagare per via sperimentale la presenza e densità delle dislocazioni, procedura eseguita usualmente tramite microscopio elettronico in trasmissione.

# Bibliografia

- [1] Thermography: <https://en.wikipedia.org/wiki/Thermography>.
- [2] Rubén Usamentiaga, Pablo Venegas, Jon Guerediaga, Laura Vega, Julio Molleda, Francisco G. Bulnes: Infrared Thermography for Temperature Measurement and Non-Destructive Testing, *Sensors* (2014), 14, 12305-12348, doi:10.3390/s140712305.
- [3] InfraRed Basics: [http://www.optris.com.cn/tl\\_files/pdf/Downloads/Zubehoer/IR-Basics.pdf](http://www.optris.com.cn/tl_files/pdf/Downloads/Zubehoer/IR-Basics.pdf).
- [4] F. Maquin, F. Pierron: Heat dissipation measurements in low stress cyclic loading of metallic materials: From internal friction to micro-plasticity, *Mechanics of Materials* 41 (2009) 928–942.
- [5] Aiguo Zhao, Jijia Xie, Yingxin Zhao, Chuang Liu, Junchen Zhu, Guian Qian, Shuguang Wang, Youshi Hong: Fatigue limit evaluation via infrared thermography for a high strength steel with two strength levels, *Engineering Fracture Mechanics* 268 (2022) 108460.
- [6] F. Curà, R. Sesana: Mechanical and thermal parameters for high-cycle fatigue characterization in commercial steels, Wiley Publishing Ltd. *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, (2014), 37, 883–896, doi: 10.1111/ffe.12151.
- [7] F. Curà, A. E. Gallinatti, R. Sesana: Dissipative aspects in thermographic methods, Wiley Publishing Ltd. *Fatigue Fract Engng Mater Struct* 35, 1133–1147, doi: 10.1111/j.1460-2695.2012.01701.x, (2012).
- [8] André Chrysochoos, Hervé Louche: An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation, *International Journal of Engineering Science* 38 (2000) 1759-1788.
- [9] T. Boulanger, A. Chrysochoos, C. Mabru, A. Galtier: Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels, *International Journal of Fatigue* 26 (2004) 221–229.
- [10] Cédric Doudard, Sylvain Calloch, François Hild, Philippe Cugy, André Galtier: Identification of the scatter in high cycle fatigue from temperature measurements, *C. R. Mecanique* 332 (2004) 795–801.
- [11] C. Doudard, S. Calloch, P. Cugy, A. Galtier, F. Hild: A probabilistic two-scale model for high-cycle fatigue life predictions, (2005) Blackwell Publishing Ltd. *Fatigue Fract Engng Mater Struct* 28, 279–288, doi: 10.1111/j.1460-2695.2005.00854.x.
- [12] Feltner, C. E. and Morrow, J. D.: Microplastic strain hysteresis energy as a criterion for fatigue fracture, Department of Theoretical and Applied Mechanics University of Illinois (1959).
- [13] Lazan, B. J.: Damping of materials and members in structural mechanics. Pergamon Press, UK, (1968).
- [14] Zener, C.: *Elasticit e et an elasticit e des m etaux*. Dunod, France, 1–173 (in French), (1952).
- [15] Kurz, W., Mercier, J. P. and Zambelli, G.: *Introduzione alla scienza dei materiali*. Hoepli, Milano, Italy, 275–302 (in Italian), (1993).

- [16] T'ing-Sui, Kê: Stress Relaxation across Grain Boundaries in Metals, Institut for the Study of Metals, The University of Chicago, (1947).
- [17] Giovannozzi, R.: Costruzione di macchine, Edizioni Patron, Bologna, Italia (in Italian), (1958).
- [18] J. D. Eshelby: The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems, Department of Physical Metallurgy, University of Birmingham (1957).
- [19] Weibull, W.: A statistical distribution function of wide applicability. ASME J. Appl. Mech. 18, 293–297, (1951).
- [20] Siavash Doshvarpassanda, Changzhi Wu, Xiangyu Wang: An overview of corrosion defect characterization using active infrared thermography, Infrared Physics and Technology 96 (2019) 366–389.
- [21] Unit III Thermography and Eddy Current Testing:  
<https://www.rcet.org.in/uploads/files/LectureNotes/mech/S7/ME8097%20Non%20Destructive%20Testing%20and%20Evaluation/ME6019%20NDT-NOTES-UNIT-3.pdf>.
- [22] Agustín Salazar, Arantza Mendioroz, Alberto Oleaga: Flying spot thermography: Quantitative assessment of thermal diffusivity and crack width, Cite as: J. Appl. Phys. 127, 131101 (2020); <https://doi.org/10.1063/1.5144972>.
- [23] William D. Callister, Claudio Caneva: Scienza e Ingegneria dei materiali, una introduzione, EdiSES (2000).
- [24] Christine Boué, Stéphane Holé: Infrared thermography protocol for simple measurements of thermal diffusivity and conductivity, Infrared Physics & Technology 55 (2012) 376–379.
- [25] Alexandra Philipp, Nelson W. Pech-May, Bernd A. F. Kopera, Anna M. Lechner, Sabine Rosenfeldt, Markus Retsch: Direct Measurement of the In-Plane Thermal Diffusivity of Semitransparent Thin Films by Lock-In Thermography: An Extension of the Slopes Method, Analytical Chemistry (2019) 91, 8476–8483.
- [26] A. Muscio, E. Grinzato: The Lock-in Heating-Cooling Method for the Measurement of the Thermal Diffusivity of Solid Materials, Heat Transfer Engineering, (2002) 23:2, 44-52; <https://doi.org/10.1080/01457630252800421>.
- [27] Intervallo di confidenza: <https://www.dbt.univr.it/documenti/Avviso/all/all604603.pdf>.
- [28] Prof. Giovanni Petrucci: Lezioni di Costruzione di Machine - Fatica 2: tensioni medie; <https://sites.unipa.it/giovanni.petrucci/didattica.htm>.
- [29] Prof. Ing. Riccardo Nobile: Lezioni di Calcolo e Progetto di Machine – La Fatica: <https://www.unisalento.it/documents/20152/4903586/CPM-lezione+15-fatica.pdf/4040f9ba-e3f6-42af-e970-43d23072cfd1?version=1.0&download=true>.
- [30] T. Sekercioglu: A new approach to the positive mean stress diagram in mechanical design, (2009) WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; doi: 10.1002/mawe.200900509.



- [31] Raj Kumar Yadav, K. P. Ajit: A Comparative Study of the Various Mean Stress-Based Fatigue Life Prediction Models for 880-Grade Indian Rail Steel in Presence of Ratcheting Phenomenon, Trans Indian Inst Met (2022) 75(2):577–588; <https://doi.org/10.1007/s12666-021-02452-x>.
- [32] Tianwu Li, Sayed A. Nassar, Mohamad El-Zein: Novel model for mean stress effect on high-cycle fatigue performance of threaded fasteners, Journal of Advanced Joining Processes (2020); <https://doi.org/10.1016/j.jajp.2020.100004>.
- [33] 8801 Servohydraulic Fatigue Testing System: <https://www.instron.com/en/products/testing-systems/dynamic-and-fatigue-systems/servohydraulic-fatigue/8801---8802>.
- [34] Dynamic Strain Gauge Extensometer – 2620 Series: <https://www.instron.com/en/products/testing-accessories/extensometers>.
- [35] FLIR A6751: <https://www.apliter.com/wp-content/uploads/2020/07/FLIR-A6751-InSb-3.0-5.0µm-60Hz-Ficha-técnica.pdf>.
- [36] Operator’s manual, IRTech Timage Radimatic, Infrared Camera.
- [37] Luca Corsaro: Caratterizzazione dei materiali mediante termografia attiva, Politecnico di Torino, Anno Accademico 2019/2020.
- [38] DES, Manuale di istruzioni IRTA 2.