

POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Meccanica

Propulsori Termici

A.A. 2021-2022

**Calcolo della velocità di rilascio del
calore e analisi della detonazione per un
motore ad accensione comandata**



Docenti:

Prof. Millo Federico

Prof. Piano Andrea

Studente:

Uccello Luca Maria

268036

Sommario

Introduzione e dati di input	1
Analisi del ciclo di pressione	2
Ciclo medio di pressione e filtraggio	2
Ciclo indicato	4
Heat Release Rate (HRR).....	8
Calcolo Net Heat Release Rate (NHRR)	8
Modello di scambio termico.....	10
Frazione di massa bruciata	15
Confronto analisi per i tre diversi tempi di accensione.....	17
Analisi sul fenomeno della detonazione.....	18
Analisi statistica della detonazione	18
Modellazione della detonazione	23
Conclusioni	28

Introduzione e dati di input

L'obiettivo di questa esercitazione è determinare la legge di rilascio del calore in funzione dell'angolo di manovella di un motore sovralimentato ad accensione comandata ed effettuare un'analisi sul fenomeno della detonazione; tutto questo sarà fatto per tre diversi anticipi di accensione:

- 1) Anticipo di accensione pari a 4° prima del punto morto superiore;
- 2) Anticipo di accensione pari a 2° prima del punto morto superiore;
- 3) Anticipo di accensione pari a 0° prima del punto morto superiore.

Il primo passo consiste nell'analisi del segnale di pressione al fine di calcolare il rilascio di calore e la frazione di massa bruciata; successivamente si analizzerà il fenomeno della detonazione, dapprima mediante un'analisi statistica su tutti i cicli e sul ciclo medio, per poi definire un modello della detonazione.

Nelle tabelle seguenti sono riportati i dati di input da cui si parte per andare ad effettuare lo studio. In particolare, nella *tabella 1* troviamo i parametri geometrici del motore ed il valve timing; nella *tabella 2* si evidenziano i dati relativi al sistema di acquisizione; infine, nella *tabella 3* sono riportate le condizioni operative del motore e i dati riguardanti il combustibile utilizzato (Racing Gasoline).

Geometrical Data	Total displacement [cm^3]	1368
	N cylinders	4
	Bore [mm]	72
	Stroke [mm]	84
	Compression ratio	9,8
Valve Timing	Rod lenght [mm]	129
	IVO [$^\circ$ bTDC]	18
	IVC [$^\circ$ aBDC]	54
	EVO [$^\circ$ bBDC]	48
	EVC [$^\circ$ aTDC]	18

Tabella 1 – Parametri geometrici e Valve Timing del motore

Data Acquisition System	
Ncycles/test [cycles]	200
Cycle Duration [$^\circ$]	720
Sampling Period [$^\circ$ /sample]	0,1
Samples [samples/cycle]	7200
Sampling Frequency [Hz]	15000

Tabella 2 – Dati relativi al sistema di acquisizione

Engine Operating Conditions	Test Number	n [rpm]	p_{boost} [bar]	T_{intake} [$^\circ$ C]	λ	Gasoline Type	Spark Advance [$^\circ$ bTDCf]	Injected mass [mg]
	1	2500	2,2	40	0,795	RACING	4	71,53
	2	2500	2,2	40	0,795	RACING	2	71,53
	3	2500	2,2	40	0,795	RACING	0	71,53
Fuel Data			Racing Gasoline		Standard Gasoline			
	α_{st}		14,34		14,51			
	H_i [MJ/kg]		41,41		44,47			
	RON		102		95,7			
	Carbon [%m/m]		83,72		86,45			
	Hydrogen [%m/m]		13		13,55			
Oxygen [%m/m]		3,28						

Tabella 3 – Condizioni operative del motore e Fuel Data

Per ogni condizione operativa del motore, sono stati forniti i dati sperimentali di pressione, in funzione dell'angolo di manovella, per 200 cicli consecutivi.

Analisi del ciclo di pressione

Ciclo medio di pressione e filtraggio

I dati sperimentali riportano, per tre diversi SA (Spark Advance), la misura della pressione in un cilindro ottenuta per 200 cicli consecutivi; per determinare la frazione di massa bruciata è necessario conoscere il ciclo medio calcolabile come media dei 200 cicli.

Di seguito viene mostrata l'analisi effettuata per ottenere il ciclo di pressione medio relativo al caso di studio 2 ($SA=2^\circ$) per il quale si ha l'anticipo di accensione definito a 2° bTDC; per gli altri casi di studio ($SA=0^\circ$ e $SA=4^\circ$) sono state effettuate le stesse considerazioni e la stessa analisi.

Nella *figura 1* è possibile vedere l'andamento dei 200 cicli sperimentali e l'andamento del ciclo medio; quest'ultimo è stato ottenuto effettuando una media di insieme sui 200 cicli di pressione sperimentali.

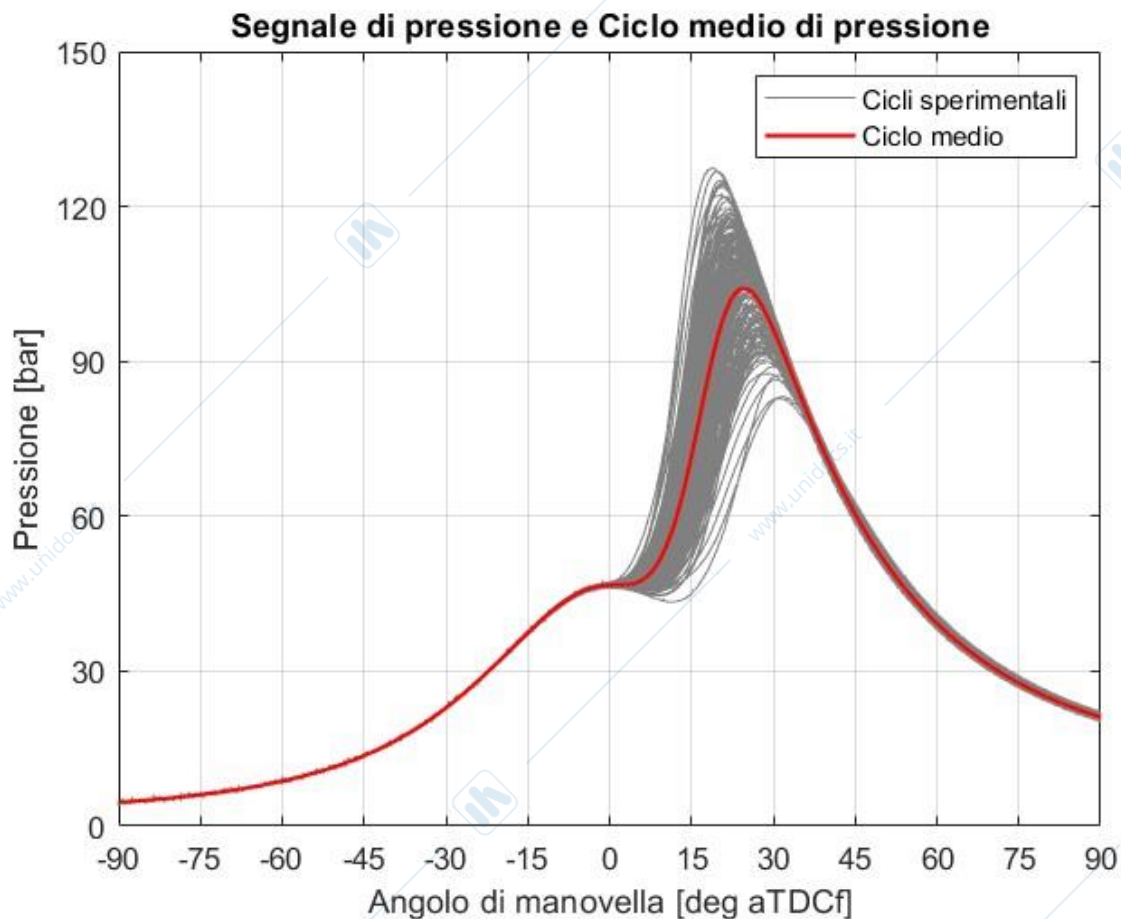


Figura 1 – Segnale di pressione e Ciclo medio di pressione

Nella *figura 2*, dove è riportato un dettaglio di un ciclo *i*-esimo, si nota invece come l'andamento della pressione del ciclo medio abbia la necessità di essere filtrato; a tale scopo, è stato utilizzato un filtro *passa-basso* con frequenza di *cut-off* di 15 kHz.

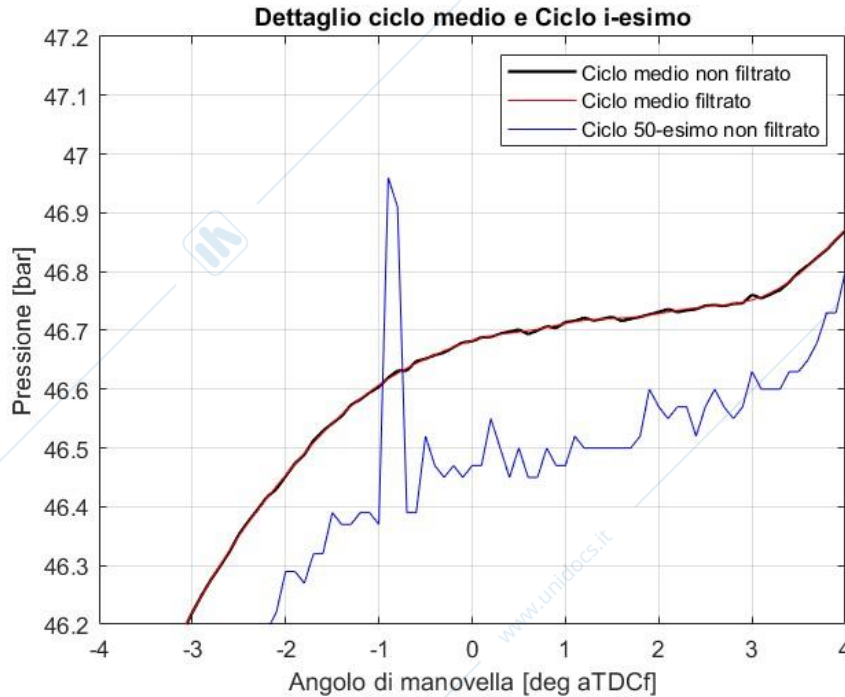


Figura 2 – Dettaglio sul ciclo medio di pressione e su un ciclo *i*-esimo

In realtà, si può notare dalla *figura 2*, come l'operazione di media apporti già una sorta di filtraggio; nonostante questo, per ottenere un andamento della pressione affetto da un minore disturbo, si è scelto di applicare un filtro *passa-basso*, ottenendo l'andamento della pressione, in un cilindro in funzione dell'angolo di manovella, riportato nella *figura 3*.

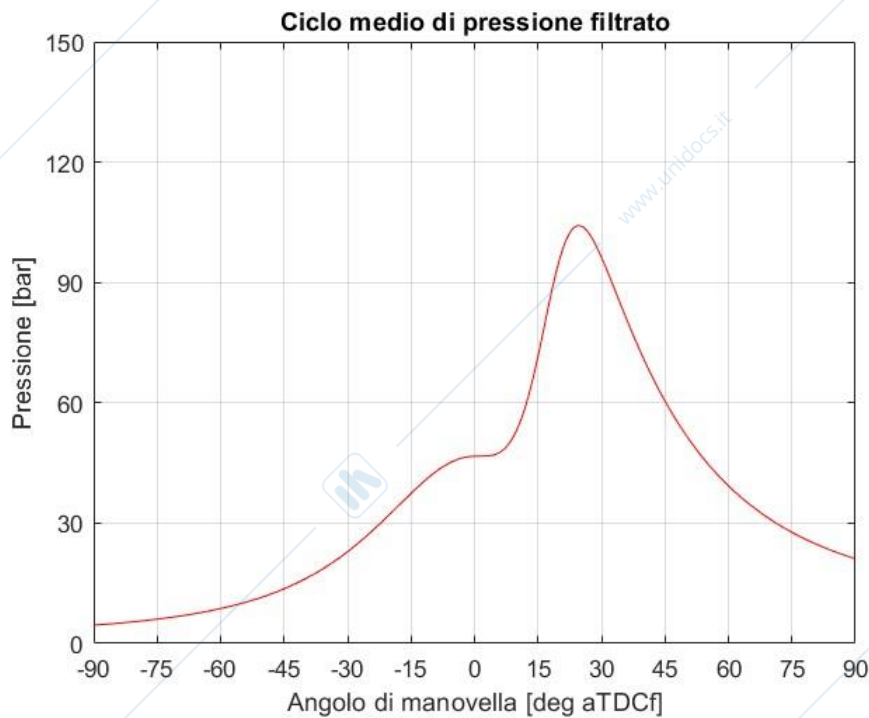


Figura 3 – Ciclo medio di pressione filtrato

Questo andamento di pressione, mostrato nella *figura 3*, sarà utilizzato nella successiva analisi che porta a determinare la frazione di massa bruciata.

Ciclo indicato

Definito il ciclo medio di pressione si vuole ora determinare il relativo ciclo indicato; per determinare il ciclo indicato $p-V$ è necessario conoscere il volume della camera di combustione in funzione dell'angolo di manovella. Tale volume è stato calcolato attraverso la relazione (1):

$$V(\theta)[cm^3] = V_m[cm^3] + V[cm^3] \cdot \frac{x(\theta)[mm]}{c[mm]} \quad (1)$$

con

$$V_m[cm^3] = \frac{V[cm^3]}{\varepsilon - 1} \quad (2)$$

$$x(\theta)[mm] = r \cdot \left[(1 - \cos\theta) + \frac{1}{\Lambda} \cdot (1 - \cos\beta) \right] \quad (3)$$

$$\cos\beta = \pm \sqrt{1 - \Lambda^2 \cdot \sin^2\theta} \quad (4)$$

Dove:

- $V[cm^3] = \frac{V_{tot}[cm^3]}{i}$ = Volume della cilindrata del singolo cilindro;
- V_{tot} = Cilindrata totale del motore;
- i = Numero dei cilindri del motore;
- V_m = Volume di spazio morto;
- $r[mm] = \frac{c[mm]}{2}$ = Raggio di manovella;
- $\Lambda = \frac{r[mm]}{l[mm]}$ = Rapporto di allungamento;
- $x(\theta)$ = Posizione del pistone in funzione dell'angolo di manovella;
- θ = Angolo di rotazione della manovella;
- β = Angolo formato dalla biella con l'asse del cilindro.

Conoscendo quindi pressione e volume, è possibile determinare il ciclo indicato $p-V$, rappresentato nella figura 4, e il ciclo indicato su diagramma doppio logaritmico $\log(p)-\log(V)$, rappresentato nella figura 5.

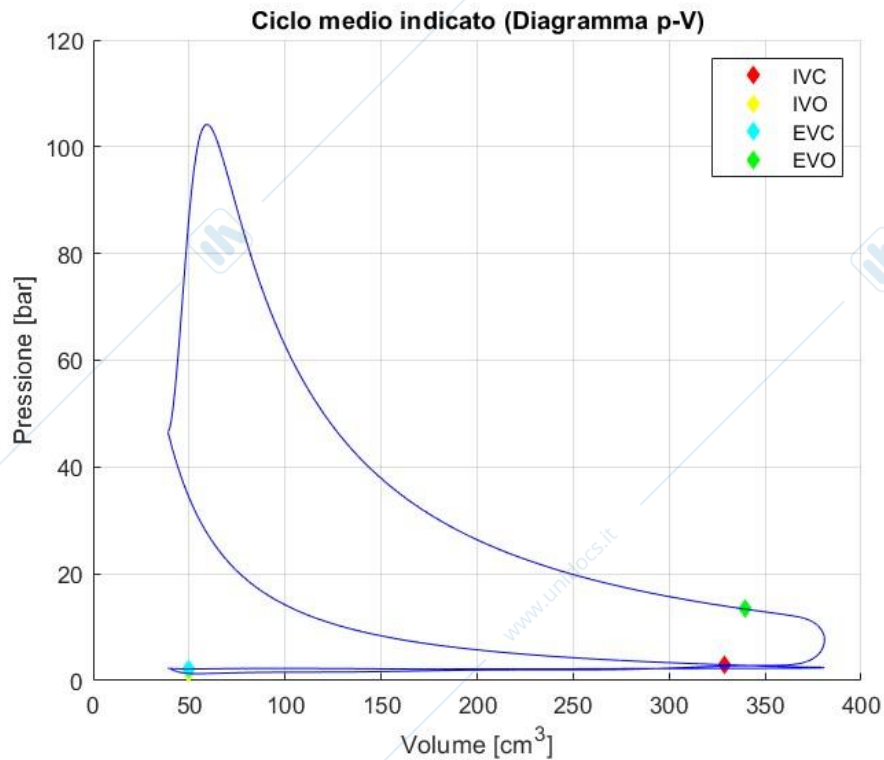


Figura 4 – Ciclo indicato (Diagramma p-V)

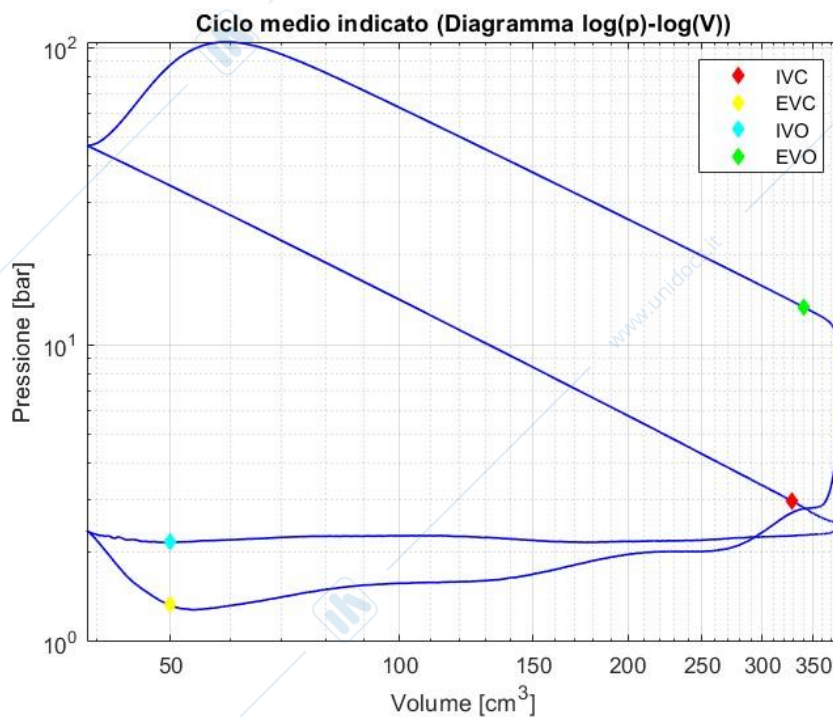


Figura 5 – Ciclo indicato in scala doppio logaritmica (Diagramma log(p)-log(V))

Dal diagramma doppio logaritmico, rappresentato nella *figura 5*, mediante interpolazione lineare è stato determinato l'esponente m della politropica di compressione; in particolare, l'intervallo di valori di pressione e volume utilizzati per l'interpolazione è definito dalla chiusura della valvola di aspirazione all'anticipo di accensione, vale quindi l'ipotesi di massa costante, all'interno della camera di combustione, per il calcolo dell'esponente della politropica.

Per sicurezza si sono presi come estremi dell'intervallo, i valori di pressione e volume in un istante angolare pari alla chiusura della valvola di aspirazione più 10 gradi di angolo di manovella, per quanto riguarda l'estremo inferiore e, come estremo superiore, un anticipo di 15 gradi rispetto all'anticipo di accensione.

È stata fatta l'ipotesi che m , calcolato per la compressione, sia lo stesso anche per l'espansione; tale esponente vale:

$$m = 1,298$$

Una volta definito l'esponente della politropica di compressione, è possibile valutare il ciclo trascinato, ovvero il ciclo di pressione in camera in assenza di combustione; per definire tale ciclo è stata utilizzata una legge di evoluzione politropica, per la compressione, dall'anticipo di accensione fino al *PMS* di combustione e un andamento simmetrico rispetto al *PMS* di combustione per completare il ciclo motore. Nella *figura 6* possiamo notare il confronto tra il ciclo trascinato ed il ciclo medio di pressione filtrato ricavato in precedenza.

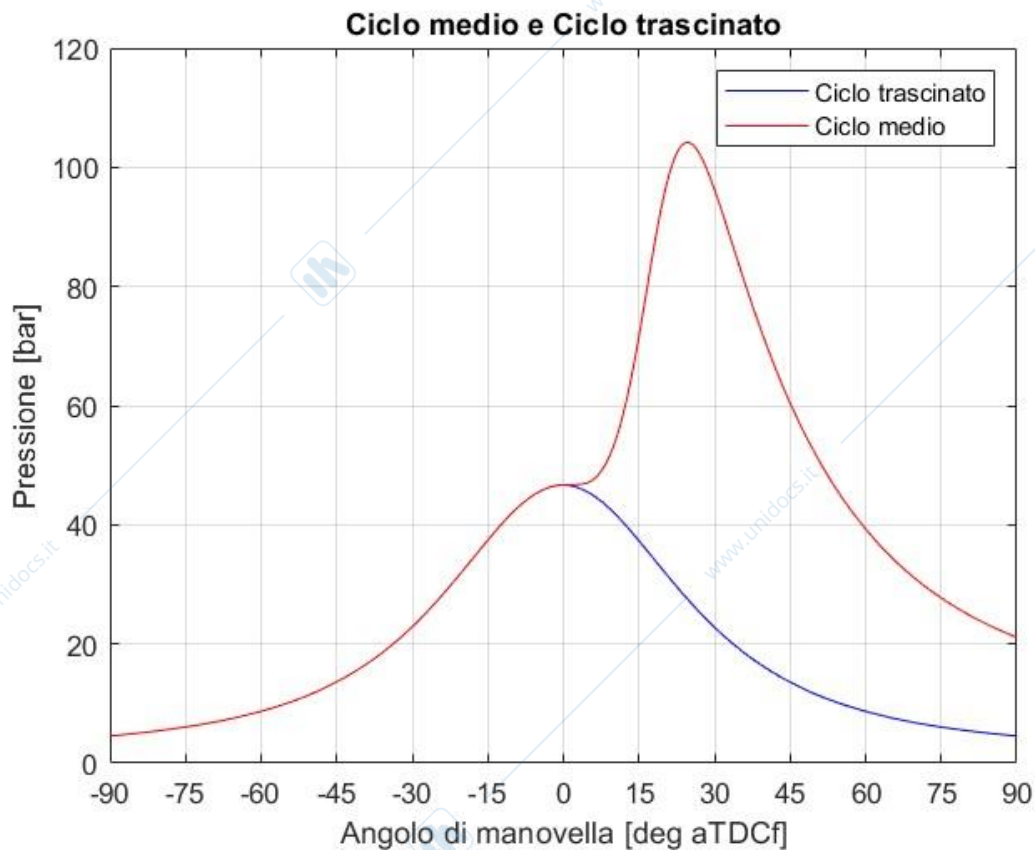


Figura 6 – Ciclo medio di pressione filtrato e ciclo trascinato

Dall'integrale del ciclo indicato viene poi ricavato il lavoro indicato, attraverso la relazione (5), e successivamente la pressione media indicata, mediante la relazione (6).

$$L_i[J] = \oint p dV \quad (5)$$

$$p_{mi}[bar] = \frac{L_i[J]}{V[m^3]} \cdot 10^{-5} \quad (6)$$

Il lavoro indicato e la pressione media indicata sono stati anche calcolati per i 200 cicli; è bene sottolineare che per calcolare il lavoro indicato sui 200 cicli, è stato necessario prima filtrare quest'ultimi con un filtro *passa-basso* con una frequenza di *cut-off* di 15 kHz.

Nella *figura 7* è rappresentata la variazione della pressione media indicata da ciclo a ciclo e la pressione media indicata del ciclo medio.

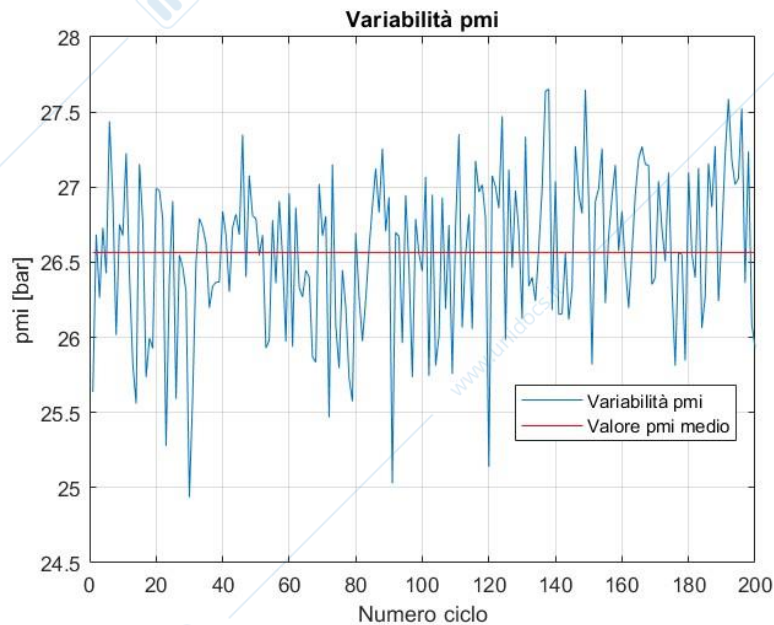


Figura 7 – Variazione da ciclo a ciclo della pmi e pmi del ciclo medio

A questo punto, conoscendo la pressione media indicata del ciclo medio e dei 200 cicli, è possibile definire una distribuzione in frequenza della *pmi*, rappresentata nella *figura 8*, e da questa, si calcola il COV della pmi tramite la relazione (7):

$$COV(pmi)[\%] = \frac{\sigma_{pmi}}{pmi} \cdot 100 \quad (7)$$

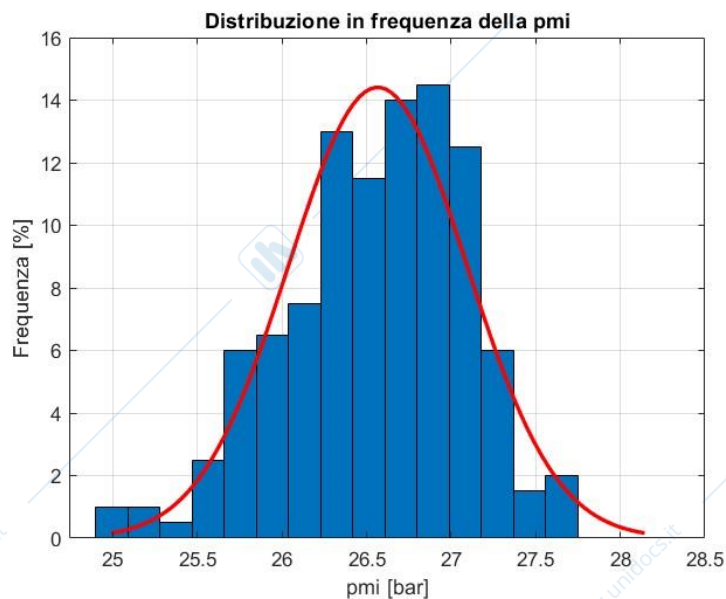


Figura 8 – Distribuzione in frequenza della pmi

Nella *tabella 4* sono riportati i valori di lavoro indicato, pressione media indicata e $COV(pmi)$ per i tre casi studio in relazione al ciclo medio indicato valutato precedentemente.

Test Number	Spark Advance [$^{\circ}$ bTDCf]	Lavoro indicato [J]	Pressione media indicata [bar]	$COV(pmi)$ [%]
1	4	927	27,1	1,71
2	2	908	26,6	1,98
3	0	884	25,8	2,18

Tabella 4 – Lavoro indicato, pmi e $COV(pmi)$ per i tre casi studio (Ciclo medio indicato)

Heat Release Rate (HRR)

Calcolo Net Heat Release Rate (NHRR)

Determinato il ciclo di pressione medio si passa alla valutazione del rilascio di calore al netto degli scambi termici convettivi con le pareti.

L' $NHRR$ rappresenta la velocità con cui viene rilasciata l'energia durante il processo di combustione al netto degli scambi termici; per la sua determinazione si fa ricorso al primo principio della termodinamica con alcune opportune ipotesi:

- 1) Il volume di controllo considerato corrisponde al volume occupato dai gas nella camera di combustione;
- 2) Modello a singola zona: si considera la miscela aria-combustibile omogenea. Non si fa distinzione tra gas combusti e carica fresca, la pressione e la temperatura in camera sono quindi omogenee;
- 3) La massa contenuta nel volume di controllo è costante, ciò significa che questa analisi viene effettuata dall'istante in cui si chiude la valvola di aspirazione (per sicurezza si sono considerati 10° dopo l'IVC) e l'istante in cui si apre la valvola di scarico (per sicurezza si sono considerati 10° prima dell'EVO).
- 4) La massa contenuta nel volume di controllo è pari a:

$$m_{tot} = m_a + m_b + m_r \quad (8)$$

Dove:

- $m_a = \lambda \cdot \alpha_{st} \cdot m_b$ = Massa d'aria aspirata;
- m_b = Massa di combustibile iniettato;
- $m_r = 0,7 \cdot m_b$ (Per ipotesi) = Massa di gas residui del ciclo precedente.

Sotto queste ipotesi viene applicato il primo principio della termodinamica che, attraverso opportuni passaggi, può essere riscritto come segue:

$$NHRR [J/^{\circ}] = \frac{\dot{Q} [W]}{\omega [^{\circ}/s]} - \frac{dU_{ch} [J]}{d\theta [^{\circ}]} = \frac{k}{k-1} p \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{k-1} V \frac{dp}{d\theta} \quad (9)$$

Per il calcolo è stato utilizzato uno schema a differenze finite centrate:

$$NHRR(\theta_i) = \frac{k(\theta_i)}{k(\theta_i) - 1} p(\theta_i) \frac{V(\theta_{i+1}) - V(\theta_{i-1})}{\theta_{i+1} - \theta_{i-1}} + \frac{1}{k(\theta_i) - 1} V(\theta_i) \frac{p(\theta_{i+1}) - p(\theta_{i-1})}{\theta_{i+1} - \theta_{i-1}} \quad (10)$$

Per determinare l' $NHRR$ è necessario calcolare il rapporto tra i calori specifici a pressione e volume costante k ; tale parametro non è costante ma varia con la temperatura dato che i calori specifici variano con quest'ultima. Per il calcolo di k si fa ricorso alla relazione (11):

$$k(\theta) = 1,392 - 8,13 \cdot 10^{-5} \cdot T(\theta)[K] \quad (11)$$

Per il calcolo della temperatura si utilizza l'equazione di stato dei gas perfetti e, pertanto, quest'ultima viene calcolata attraverso relazione (12):

$$T(\theta)[K] = \frac{p(\theta)[Pa] \cdot V(\theta)[m^3]}{m_{tot}[kg] \cdot R \left[\frac{J}{kgK} \right]} \quad \text{con} \quad R = 287 \left[\frac{J}{kgK} \right] \quad (12)$$

Nella figura 9 è rappresentato l'andamento dell' $NHRR$ in funzione dell'angolo di manovella.

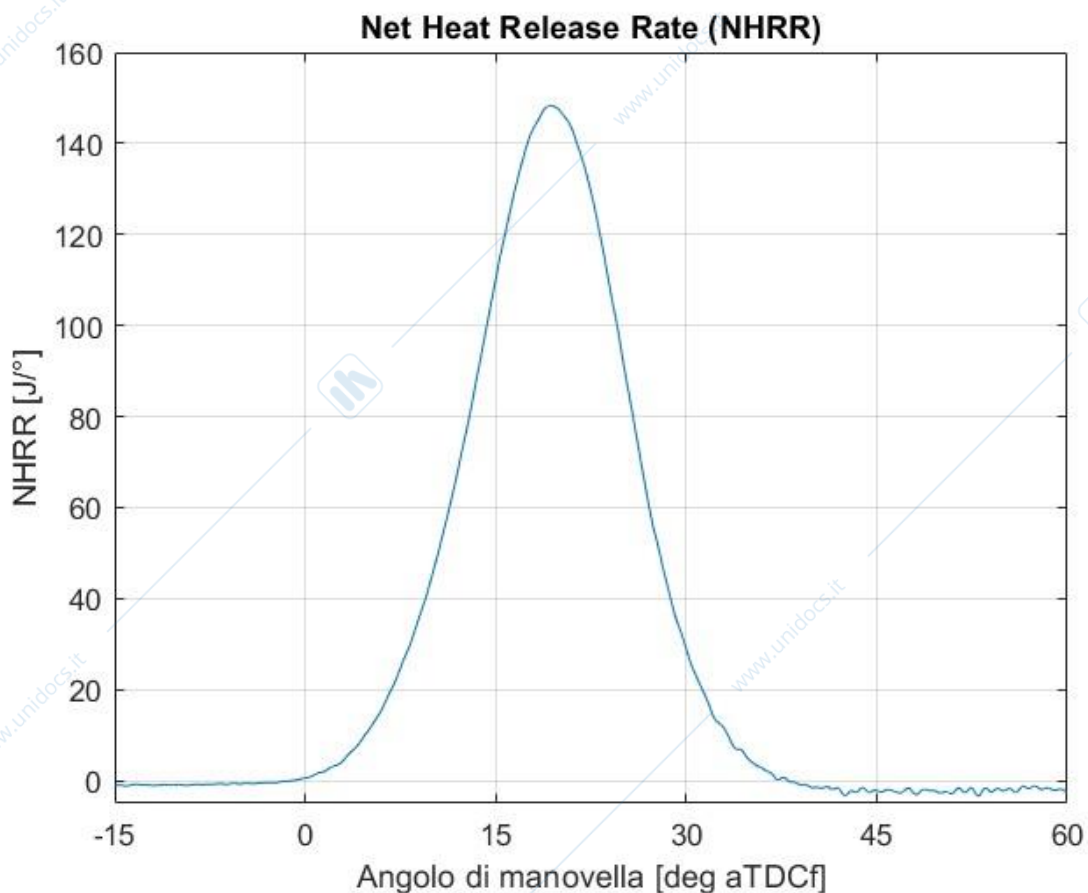


Figura 9 – Net Heat Release Rate (NHRR)

Andando ora ad integrare l' $NHRR$ in funzione dell'angolo di manovella si ottiene l'andamento dell'energia chimica rilasciata dal processo di combustione al netto degli scambi termici (NHR), rappresentato nella figura 10; l'intervallo di integrazione dell' $NHRR$ è definito dall'anticipo di accensione fino all'istante in cui l' $NHRR$ diventa uguale a 0.

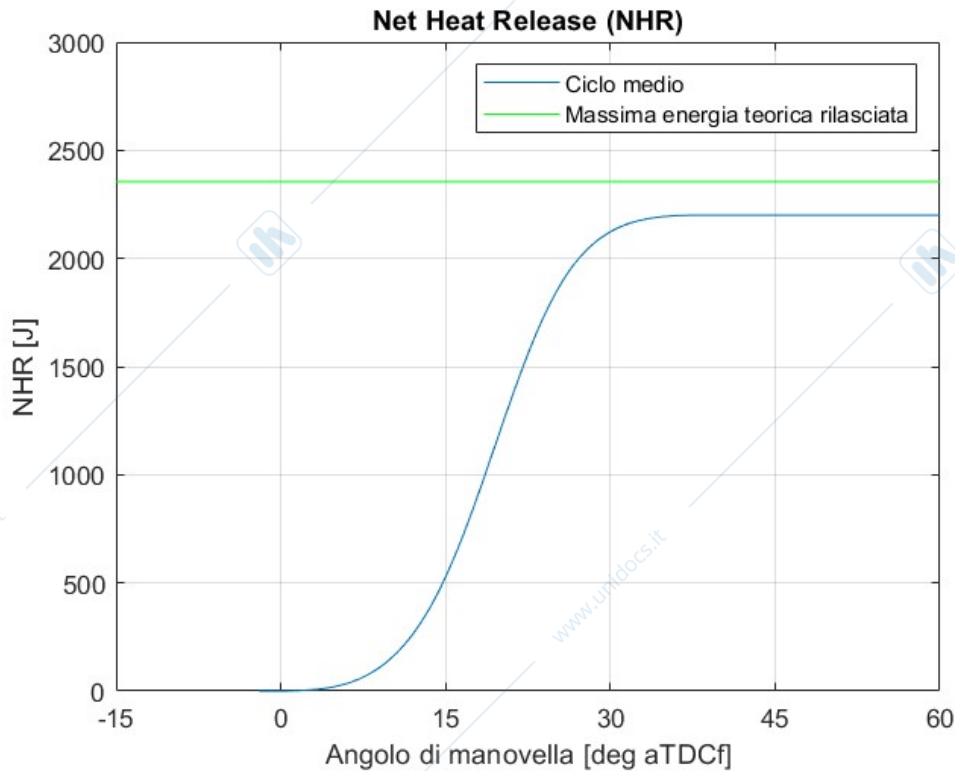


Figura 10 – Net Heat Release (NHR)

Dalla *figura 10* si nota come l'energia chimica rilasciata dal processo di combustione non arriva al valore della massima energia teorica; questa differenza è dovuta al calore che i gas scambiano con le pareti. Si ha una frazione di massa bruciata la cui energia chimica viene ceduta attraverso lo scambio termico convettivo con le pareti. La massima energia teorica che può essere rilasciata dal combustibile si calcola mediante la relazione **(13)**:

$$U_{ch,max}[J] = \lambda \cdot m_b[kg] \cdot H_i \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (13)$$

Modello di scambio termico

Una volta definito l'andamento dell'*NHRR* e dell'*NHR* è possibile determinare la velocità di rilascio di energia chimica (*HRR*) e l'energia chimica rilasciata (*HR*) con la quale è poi possibile valutare l'andamento della frazione di massa bruciata.

L'*HRR* è calcolabile andando ad aggiungere all'*NHRR* il contributo di energia che viene dissipata attraverso lo scambio termico con le pareti; partendo dalla definizione dell'*NHRR*, definiamo l'*HRR* mediante la relazione **(14)**:

$$NHRR(\theta) = \dot{Q} \cdot \frac{dt}{d\theta} - \frac{dU_{ch}}{d\theta} \rightarrow \frac{dU_{ch}[J]}{d\theta[^\circ]} = HRR(\theta)[J/^\circ] = NHRR(\theta)[J/^\circ] - \frac{\dot{Q}(\theta)[W]}{\omega[^\circ/s]} \quad (14)$$

Quindi è necessario, ai fini della valutazione dell'*HRR*, determinare il flusso termico \dot{Q} scambiato tra gas e pareti; quest'ultimo è per lo più di natura convettiva e viene pertanto definito attraverso la relazione **(15)**:

$$\dot{Q}[W] = h \left[\frac{W}{m^2K} \right] \cdot S[m^2] \cdot (T_{pareti}[K] - T_{gas}[K]) \quad (15)$$

Dove:

- h = Coefficiente di scambio termico convettivo;
- S = Superficie di scambio termico.

Per calcolare questo flusso termico è necessario adottare un opportuno modello di scambio termico; si considera una discretizzazione delle pareti in tre zone e il modello di *Woschni* per determinare il coefficiente di scambio termico convettivo. Considerare una discretizzazione in tre zone vuol dire considerare che il flusso termico può essere visto come la somma di tre contributi:

- 1) Un contributo dovuto allo scambio termico tra gas e testa del cilindro (zona che comprende anche le valvole di scarico e aspirazione);
- 2) Un contributo dovuto allo scambio termico tra gas e testa del pistone;
- 3) Un contributo dovuto allo scambio termico tra gas e superficie laterale del cilindro.

Con una discretizzazione delle pareti in tre zone, il flusso termico può quindi essere calcolato attraverso la relazione **(16)**:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 + \dot{Q}_3 \rightarrow \\ \rightarrow \dot{Q}(\theta) &= [h(\theta) \cdot S_{testa} \cdot (T_{testa} - T_{gas}(\theta))] + [h(\theta) \cdot S_{pistone} \cdot (T_{pistone} - T_{gas}(\theta))] \\ &+ [h(\theta) \cdot S_{cilindro}(\theta) \cdot (T_{cilindro} - T_{gas}(\theta))] \quad (16) \end{aligned}$$

Dove:

- $T_{gas}(\theta)[K]$ = Temperatura dei gas definita nella relazione **(12)**;
- $T_{testa} = 550 [K]$;
- $T_{pistone} = 550 [K]$;
- $T_{cilindro} = 400 [K]$;
- $S_{testa}[m^2] = \frac{\pi}{4} \cdot D^2[m^2] \cdot k_{testa}$;
- $S_{pistone}[m^2] = \frac{\pi}{4} \cdot D^2[m^2] \cdot k_{pistone}$;
- $S_{cilindro}(\theta)[m^2] = \pi \cdot D[m] \cdot x(\theta)[m]$;
- D = Alesaggio;
- k_{testa} e $k_{pistone}$ sono due fattori di forma che tengono conto rispettivamente della forma della testa del cilindro e della forma del cielo dello stantuffo; per un motore ad accensione comandata $k_{pistone} = 1$ mentre, con forma "a tetto" della testa, $k_{testa} = 1,1$.

Avendo già definito l'andamento della temperatura dei gas in camera di combustione attraverso la relazione **(12)** e la posizione del pistone in funzione dell'angolo di manovella mediante la relazione **(3)**, resta solo da determinare il coefficiente di scambio termico convettivo; a tale scopo, si utilizza il modello di *Woschni* che definisce tale parametro attraverso la relazione **(17)**:

$$h(\theta) = C \cdot D[m]^{-0,2} \cdot p(\theta)[kPa]^{0,8} \cdot T(\theta)[K]^{-0,55} \cdot w \left[\frac{m}{s} \right]^{0,8} \quad (17)$$

Dove:

- C = Coefficiente di calibrazione;
- w = Velocità caratteristica, legata sia alla velocità media del pistone (u), sia ad una velocità caratteristica del processo di combustione (u').

- $c_1 = 2,28$;
- $c_2 = 3,24 \cdot 10^{-3}$;
- $u \left[\frac{m}{s} \right] = \frac{2 \cdot c[m] \cdot n[rpm]}{60}$;
- $u' = \frac{V \cdot T_{SA}}{p_{SA} \cdot V_{SA}} \cdot [p(\theta) - p_{trascinato}(\theta)]$.

Imponendo, come valore di primo tentativo, un coefficiente di calibrazione $C = 1$ è possibile, applicando la relazione (14), calcolare l' HRR ; si utilizza ai fini del calcolo, come per l' $NHRR$, uno schema a differenza finite centrate.

Una volta ottenuto l' HRR , è possibile integrare questa grandezza, in un intervallo di integrazione uguale a quello definito per il calcolo dell' NHR , andando quindi a determinare l' HR .

A questo punto è possibile calibrare C in modo tale che il massimo dell' HR coincida con la massima energia teorica rilasciata dal combustibile ($C = 7,68$) e, fatto ciò, si ottengono gli andamenti dell' HRR e dell' HR rappresentati rispettivamente nelle figure 11 e 12.

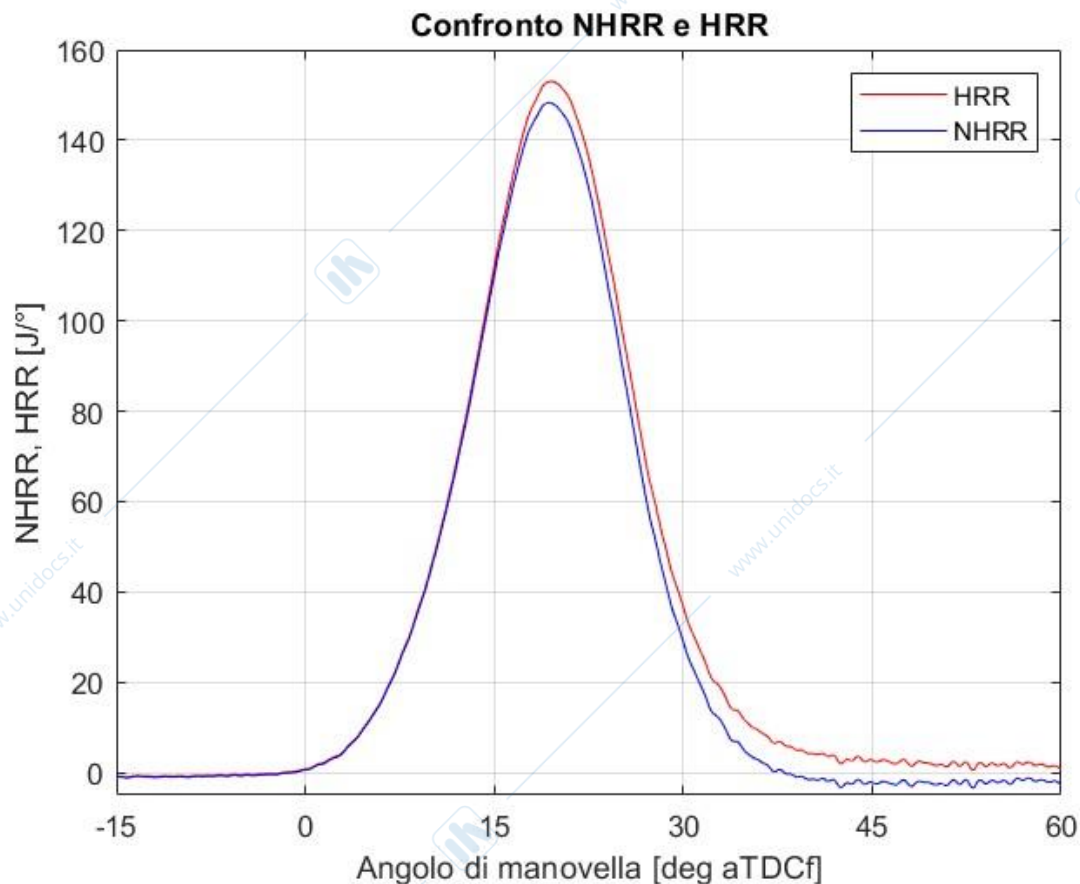


Figura 11 – Confronto tra NHRR e HRR

Dalla figura 11 si può notare come il valore di rilascio di energia chimica a parità di angolo di manovella sia maggiore per l' HRR proprio perché, in questo caso, non si considerano gli scambi termici con le pareti.

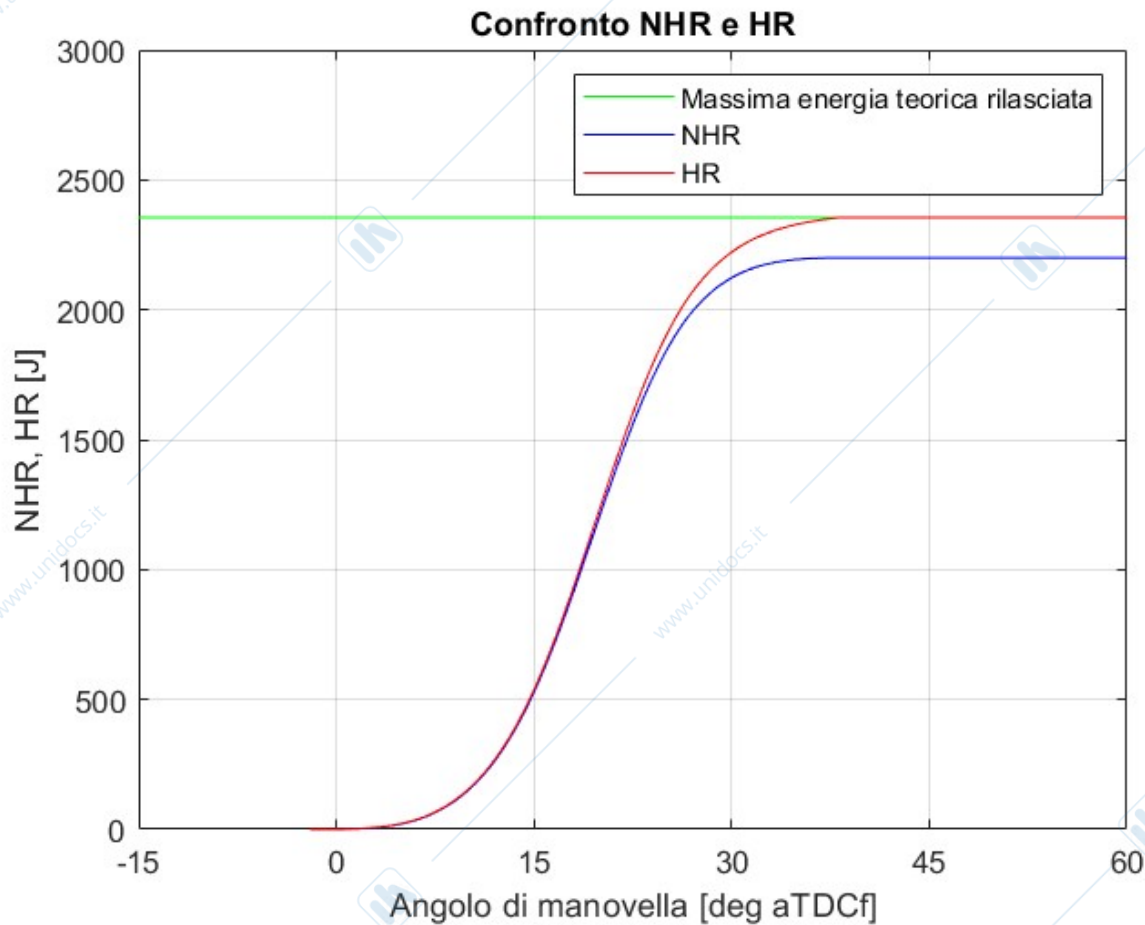


Figura 12 – Confronto tra NHR e HR

Nella *figura 12* questo effetto è ancora più evidente, infatti si vede come l'andamento dell'*HR* arrivi appunto ad essere pari al valore della massima energia teorica rilasciata, mentre nel caso dell'*NHR* questo valore non viene raggiunto; questa differenza è proprio dovuta allo scambio termico con le pareti.

È interessante anche analizzare quali siano i parametri che maggiormente influenzano il flusso termico scambiato tra pareti e gas; attraverso la relazione **(15)** sappiamo che questo flusso termico dipende da tre fattori:

- 1) Il coefficiente di scambio termico convettivo;
- 2) Le superfici di scambio termico;
- 3) La differenza di temperatura tra gas e pareti.

Nella *figura 13* è rappresentato l'andamento del calore scambiato in funzione dell'angolo di manovella.

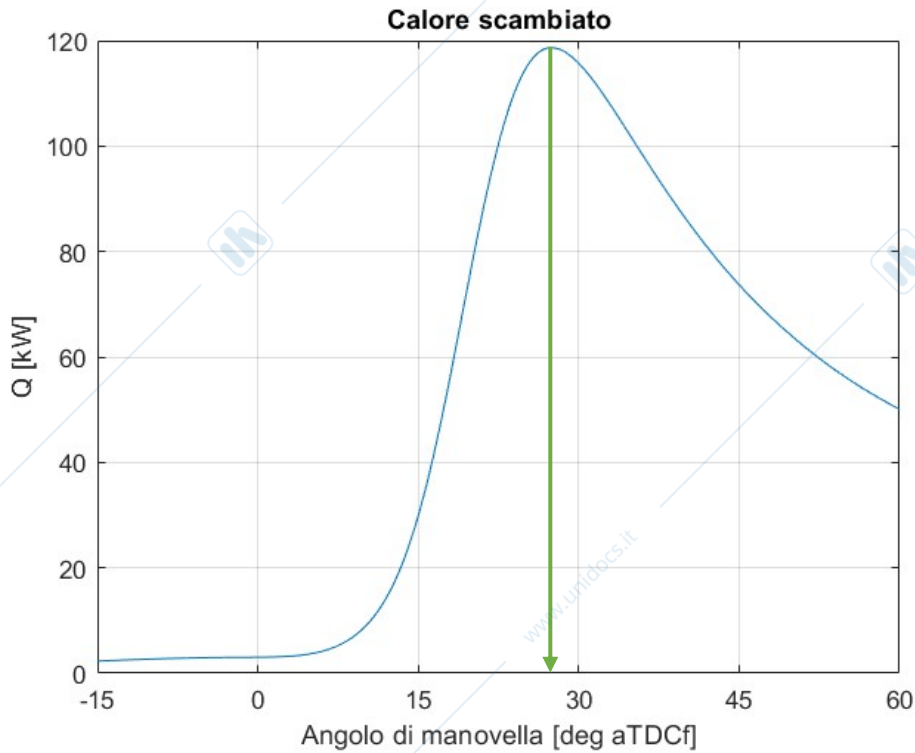


Figura 13 – Calore scambiato

Nella figura 14 è rappresentato l'andamento del coefficiente di scambio termico convettivo in funzione dell'angolo di manovella.

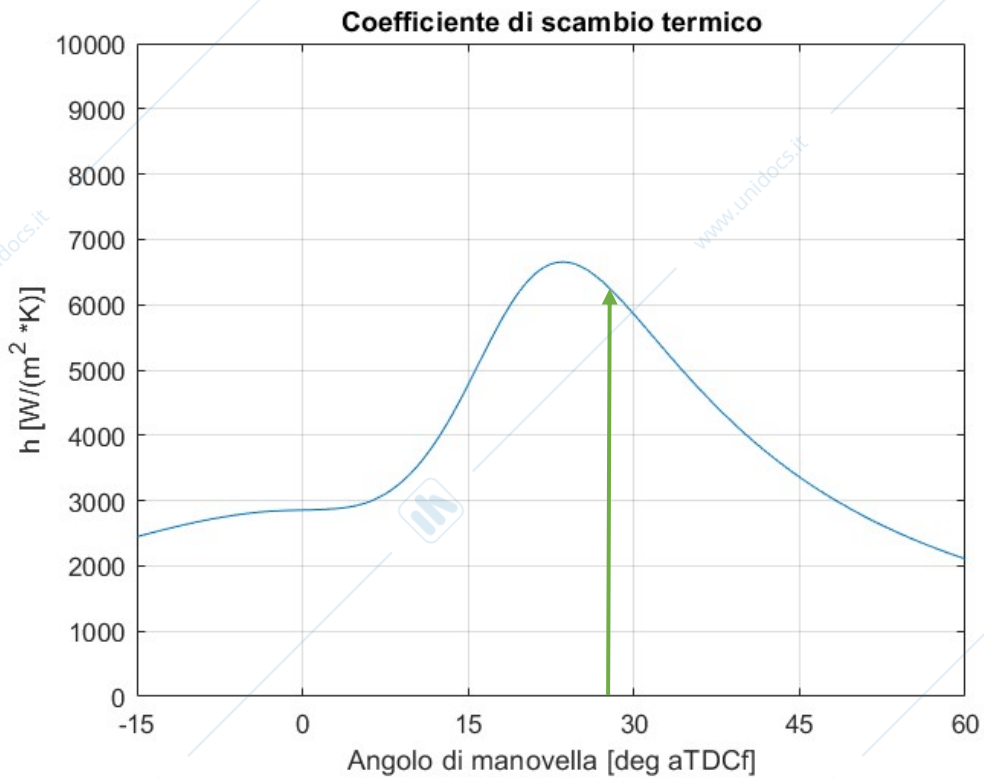


Figura 14 – Coefficiente di scambio termico convettivo

Nella *figura 15* è rappresentato l'andamento della superficie di scambio complessiva e della temperatura dei gas in funzione dell'angolo di manovella.

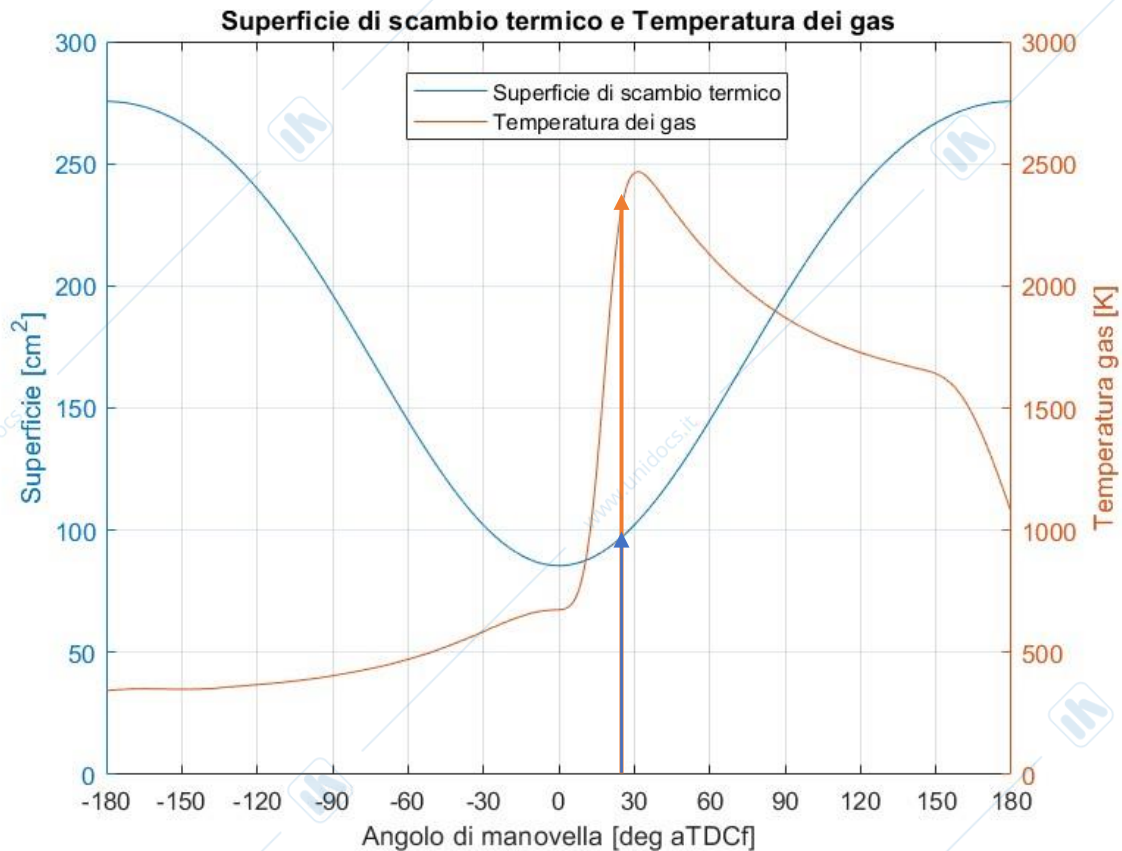


Figura 15 – Superficie di scambio termico e Temperatura dei gas

Dalla *figura 13* si può notare come il calore massimo scambiato tra gas e pareti lo si ha a circa 27° dopo il *PMS* di combustione. In questo intorno angolare si hanno valori molto elevati anche della temperatura dei gas e del coefficiente di scambio termico convettivo (vedere *figure 14-15*), valori che sono prossimi ai rispettivi valori massimi; la superficie di scambio termico invece è prossima al valore minimo. Tutto questo ci fa capire che i fattori che maggiormente influenzano lo scambio termico sono proprio la differenza di temperatura tra gas e pareti e il coefficiente di scambio termico convettivo.

Frazione di massa bruciata

Determinato l'andamento dell'*HR*, ovvero dell'energia rilasciata dal combustibile a seguito della combustione, e conoscendo inoltre la massima energia teorica rilasciabile è possibile definire la frazione di massa bruciata, come rapporto tra queste due grandezze, attraverso la relazione **(18)**:

$$x_b(\theta) = \frac{U_{ch,i}}{U_{ch,max}} \quad (18)$$

Nella *figura 16* è rappresentato l'andamento della frazione di massa bruciata in funzione dell'angolo di manovella.

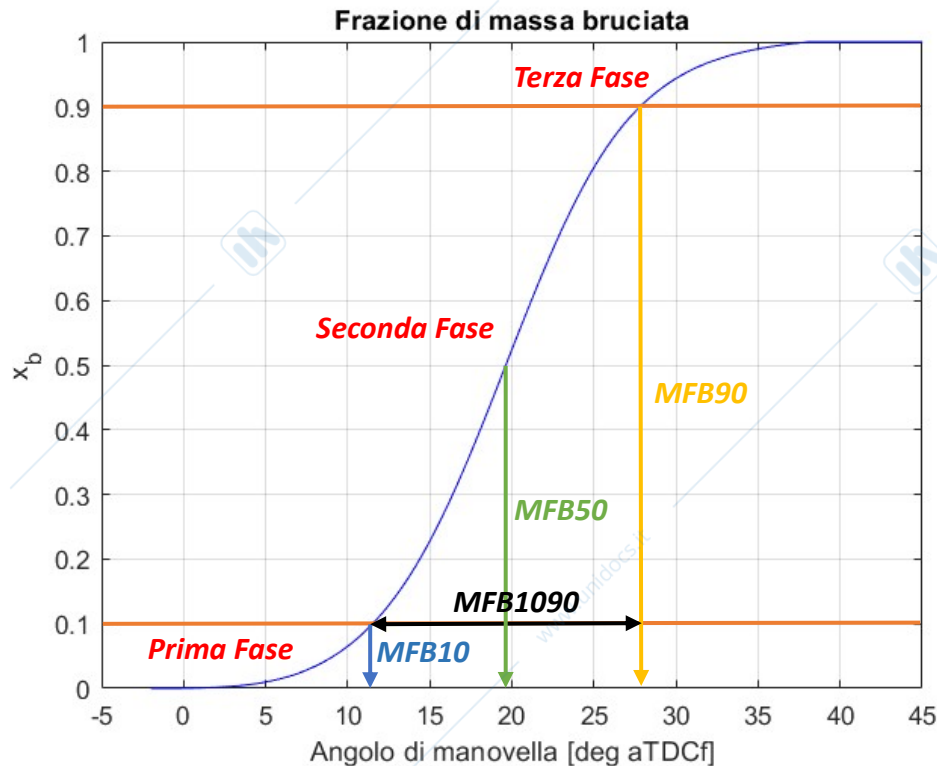


Figura 16 – Frazione di massa bruciata

Dalla figura 16 si può notare come si possa dividere la combustione in tre fasi:

- 1) Prima fase (Fase di sviluppo):** $0\% \leq x_b \leq 10\%$. In questa zona si nota come la velocità con cui aumenta x_b , rappresentata dalla pendenza della curva, sia molto bassa; in questa fase si ha infatti che la combustione ha origine da un nucleo di massa molto piccolo e prosegue coinvolgendo solo un piccolo quantitativo di combustibile.
- 2) Seconda fase (Propagazione):** $10\% < x_b \leq 90\%$. In questa zona si ha che la pendenza della curva sia circa costante; ciò significa che in questa fase viene bruciato il combustibile con una velocità circa costante.
- 3) Terza fase (Fine della combustione):** $x_b > 90\%$. La velocità con cui il combustibile brucia diminuisce; questo è dovuto al fatto che le reazioni che portano alla combustione tendono a rallentare per via delle temperature che vanno diminuendo a seguito dell'espansione dei gas in camera. La velocità di reazione, che può essere espressa con la legge di Arrhenius, ha una dipendenza esponenziale dalla temperatura, quindi anche piccole diminuzioni di temperatura portano a marcati decrementi della velocità di combustione.

Inoltre, dall'andamento della frazione di massa bruciata, rappresentato nella figura 16, è possibile determinare alcuni parametri utili alla calibrazione della combustione; in particolare possiamo definire i seguenti parametri:

- **MFB10:** Angolo di manovella a cui si raggiunge il 10% di massa bruciata, per convenzione assunto come parametro che indica l'inizio della combustione.
- **MFB50:** Angolo di manovella a cui corrisponde il 50% di massa bruciata, per convenzione assunto come parametro che indica il baricentro della combustione;

- $MFB90$: Angolo di manovella a cui corrisponde il 90% di massa bruciata, per convenzione assunto come parametro che indica la fine della combustione;
- $MFB1090 = MFB90 - MFB10$: Intervallo angolare, assunto come durata della combustione.

Confronto analisi per i tre diversi tempi di accensione

Tutta l'analisi sviluppata in precedenza è stata ripetuta per gli altri due casi di studio (*Test number 1: SA=4°* e *Test number 3: SA=0°*); i risultati di queste tre analisi sono stati riportati nelle *figure 17-18* e nella *tabella 5*.

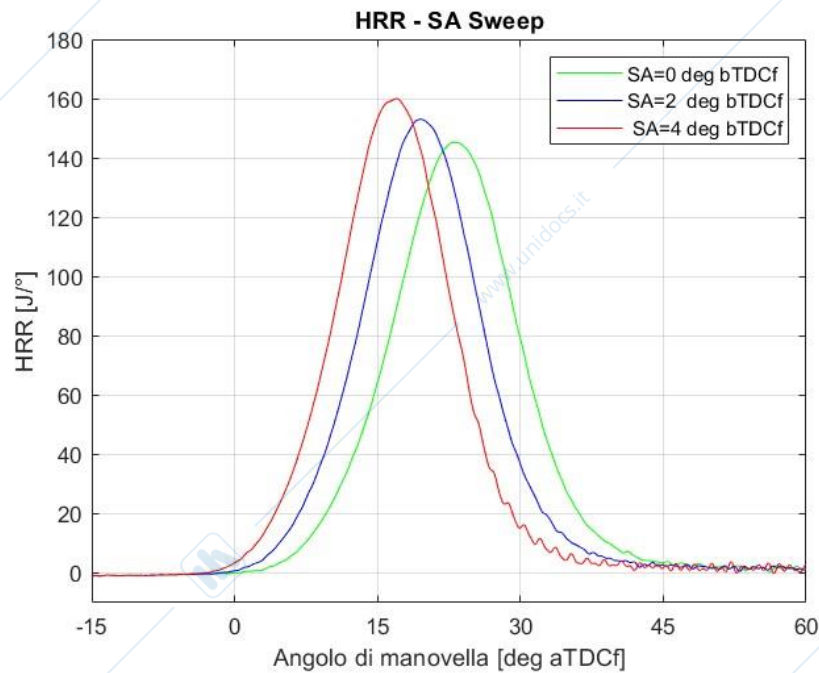


Figura 17 – HRR per i tre casi studio

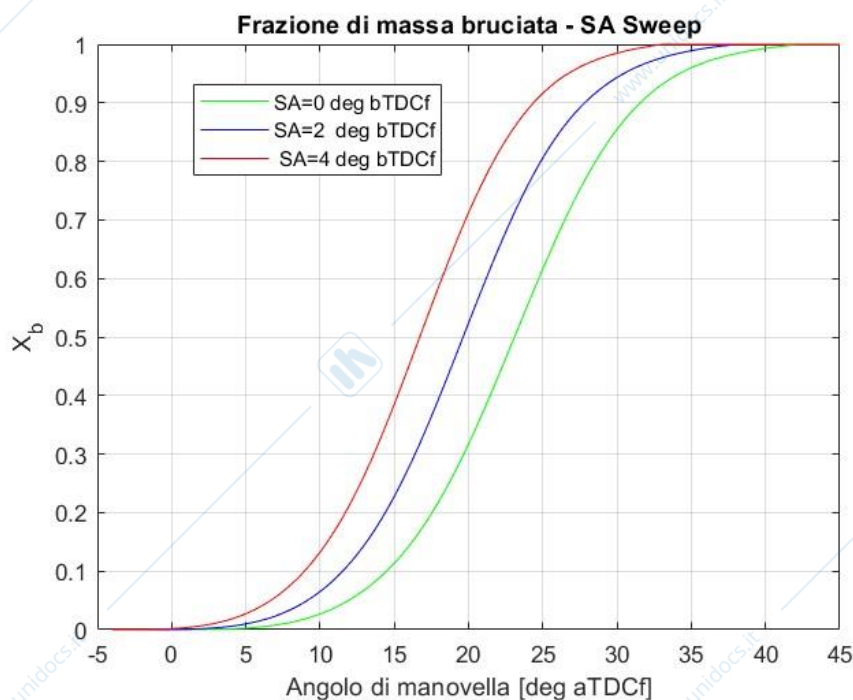


Figura 18 – Frazione di massa bruciata per i tre casi studio

Test Number	Spark Advance [° bTDCf]	MFB10 [° aTDCf]	MFB50 [° aTDCf]	MFB90 [° aTDCf]	MFB1090 [°]
1	4	9	16,8	24,4	15,4
2	2	11,6	19,7	27,9	16,3
3	0	14,5	23,1	31,6	17,1

Tabella 5 – Angoli caratteristici del processo di combustione per i tre casi studio

Dalla *figura 18* si può notare come andando ad aumentare l'anticipo di accensione il baricentro della combustione (*MFB50*) si sposti verso sinistra; questo implica che la combustione inizia prima, infatti si vede che anche l'*MFB10* è spostato verso sinistra e ciò è anche dovuto al fatto che la pendenza della curva aumenti con l'aumentare dell'anticipo di accensione. Questo aumento della pendenza è conseguenza del maggiore rilascio di energia, come si può notare dalla *figura 17* l'*HRR* aumenta all'aumentare dell'anticipo di accensione, e questo a sua volta si ha perché la combustione procede più velocemente; aumentando l'anticipo di accensione si raggiungono infatti valori di pressione e temperatura maggiori, in relazione alle minori perdite per intemperività, e quindi condizioni termodinamiche che incrementano la velocità di combustione accrescendo il rilascio di energia.

Analisi sul fenomeno della detonazione

La seconda parte dell'esercitazione ha come obiettivo quello di effettuare un'analisi sul fenomeno della detonazione; questo fenomeno si manifesta quando una porzione di miscela che ancora non brucia (*end-gas*) si autoaccende prima di essere raggiunta dal fronte di fiamma.

Viene eseguita prima un'analisi statistica sui 200 cicli e sul ciclo medio, per ciascun caso di studio, per poi definire un modello della detonazione, in modo da prevenire tale fenomeno indesiderato.

Analisi statistica della detonazione

Il segnale di pressione ottenuto sperimentalmente per ciascun ciclo è caratterizzato da oscillazioni di pressione dovute a diversi fattori; attraverso le equazioni di *Bessel* è possibile determinare le frequenze delle vibrazioni dovute alla detonazione. Applicando un filtro *passa-banda* al segnale di pressione di ciascun ciclo, si ottiene il segnale di pressione solo nel campo delle frequenze di nostro interesse; è possibile, in questo modo, associare all'entità di queste oscillazioni una misura dell'intensità della detonazione attraverso l'indice *MAPO*, indice che esprime la differenza tra l'oscillazione massima positiva di pressione e l'oscillazione massima negativa di pressione. Questo indice esprime la tendenza a detonare, infatti maggiore è la quantità di *end-gas* che si autoaccende, maggiore sarà lo squilibrio di pressione e quindi maggiore sarà l'indice *MAPO*.

Con l'analisi statistica quindi si stabilisce il *MAPO* di ciascun ciclo per ogni classe di cicli definiti da uno specifico anticipo di accensione e si determina la distribuzione in frequenza del *MAPO* stesso. A questo punto si definisce un valore di soglia e si analizza la distribuzione statistica del *MAPO* per ciascun anticipo di accensione riuscendo quindi a valutare se, con quell'anticipo di accensione, si è in condizioni di assenza di detonazione, incipiente detonazione oppure detonazione sviluppata. Di seguito viene mostrata l'analisi statistica effettuata nei tre casi di studio.

Per determinare il *MAPO* si parte dal ciclo di pressione ottenuto sperimentalmente, nella *figura 19* viene rappresentato il ciclo più detonante tra i 600 cicli acquisiti sperimentalmente (200 cicli per ogni caso studio), e si applica a questo ciclo di pressione un filtraggio con un filtro *passa-banda* con frequenza di *cut-off* minima di 5 kHz e frequenza di *cut-off* massima di 25 kHz.

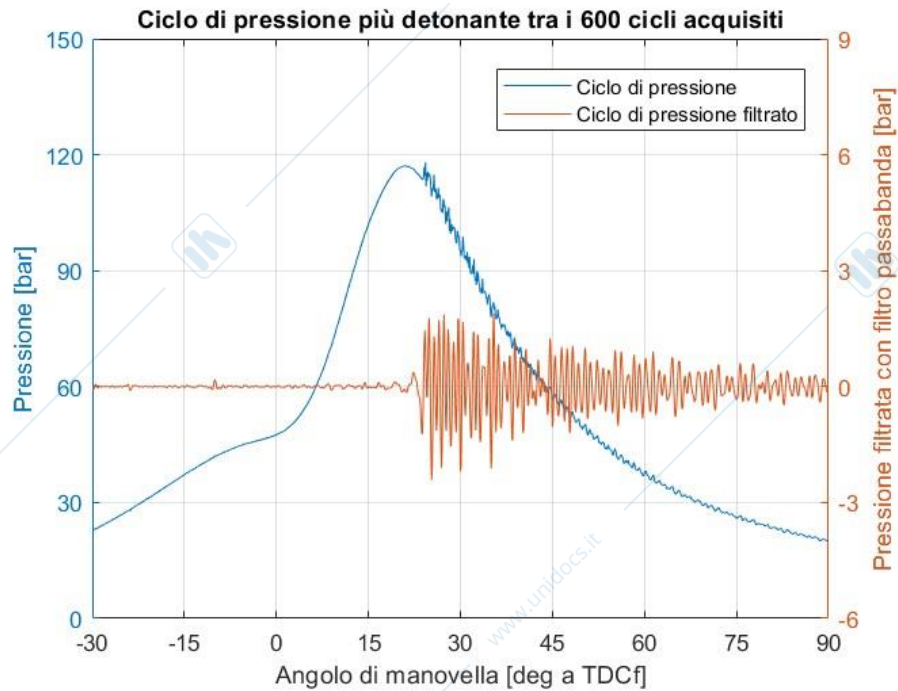


Figura 19 – Ciclo di pressione più detonante tra i 600 cicli acquisiti e relativo ciclo di pressione filtrato

Dalla *figura 19* si può notare come a seguito dell'operazione di filtraggio si ottenga l'andamento della pressione filtrata con il filtro *passa-banda*; da questo andamento è possibile osservare una zona dove le frequenze di oscillazione sono più elevate e, di conseguenza, determinare il *MAPO*.

Questa operazione è stata eseguita su tutti i *200* cicli per i tre valori di anticipo di accensione; per ciascun caso di studio si ottiene quindi il valore del *MAPO* per ogni ciclo. Come esempio è stato riportato nella *figura 20* l'andamento del *MAPO* in funzione dei *200* cicli per il caso di studio relativo all'anticipo di accensione $SA=4^\circ$ prima del *PMS* di combustione.

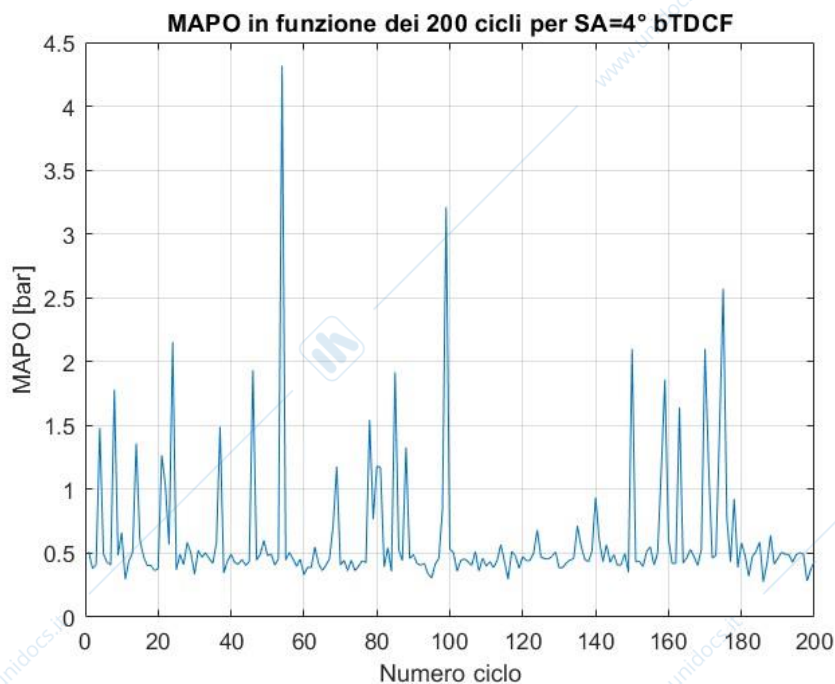


Figura 20 – MAPO in funzione dei 200 cicli per $SA=4^\circ$ bTDCF

A questo punto è possibile calcolare il *MAPO* medio, rappresentato nella *figura 21*, per ciascuna condizione operativa.

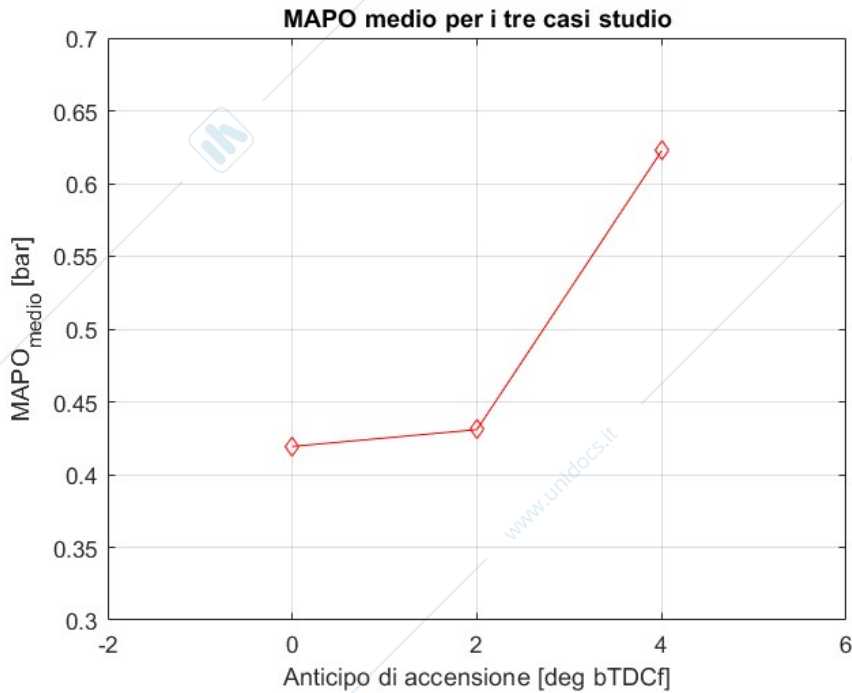


Figura 21 – MAPO medio per i tre anticipi di accensione

Definito il *MAPO* medio per ciascuna condizione operativa, è possibile calcolare la distribuzione in frequenza del rapporto tra il *MAPO* determinato su ciascun ciclo e il *MAPO* medio; queste distribuzioni sono rappresentate, per ciascun anticipo di accensione, nelle *figure 22-23-24*.

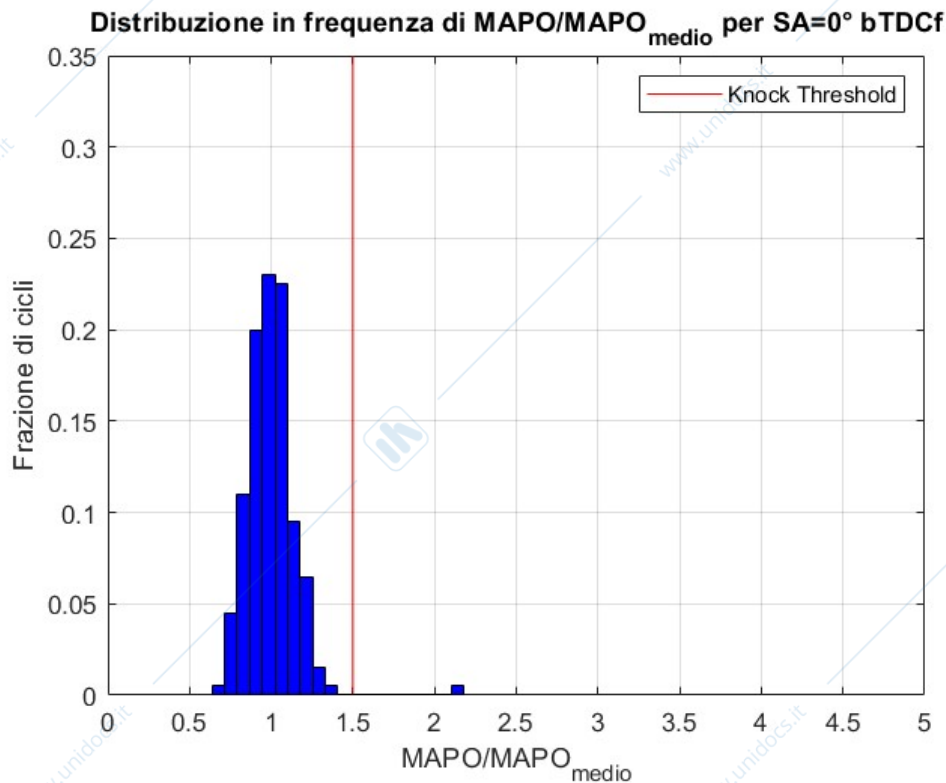
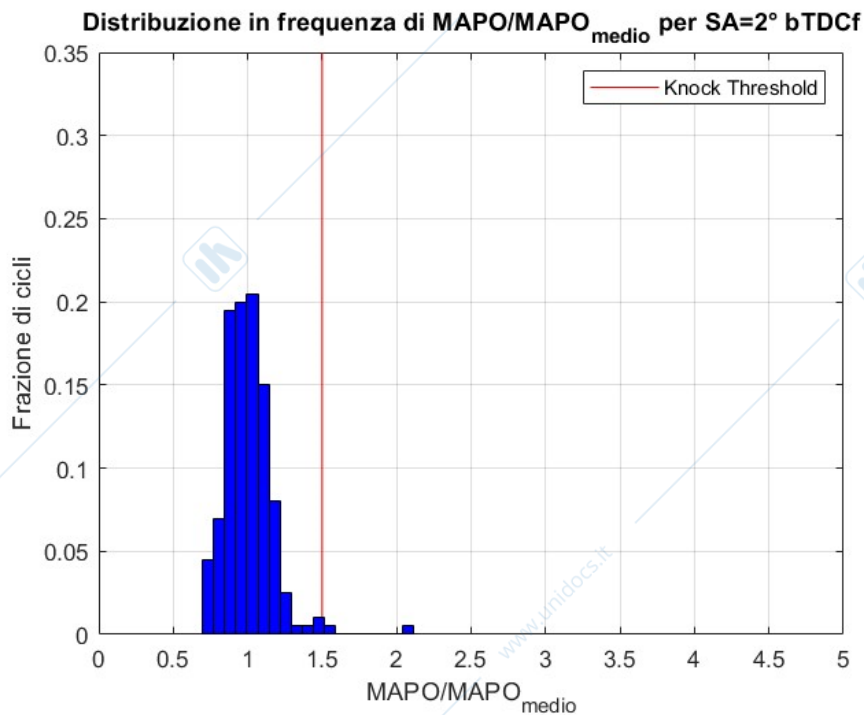
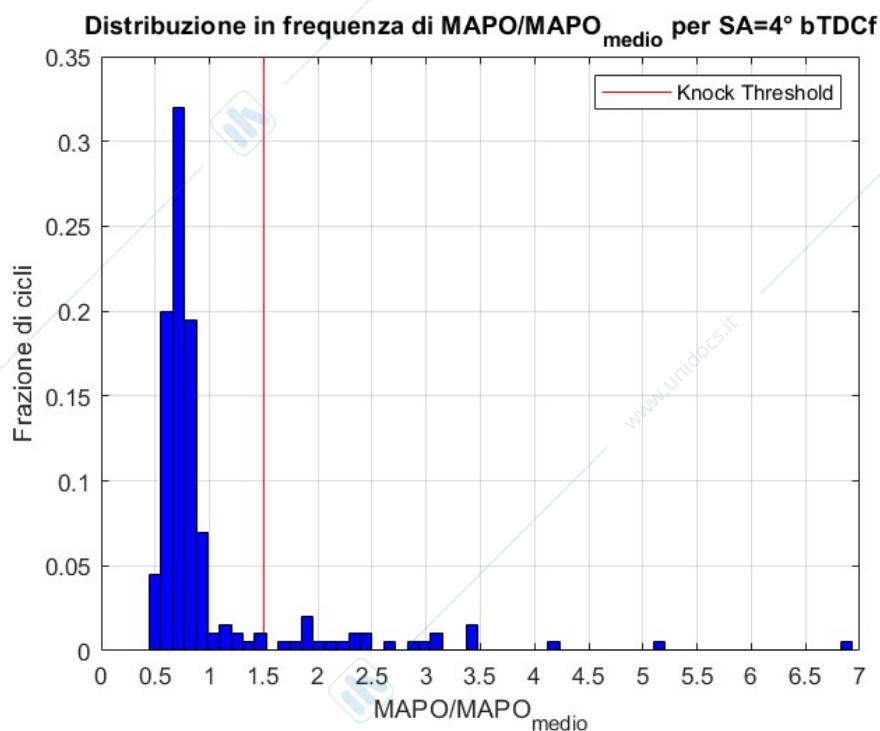


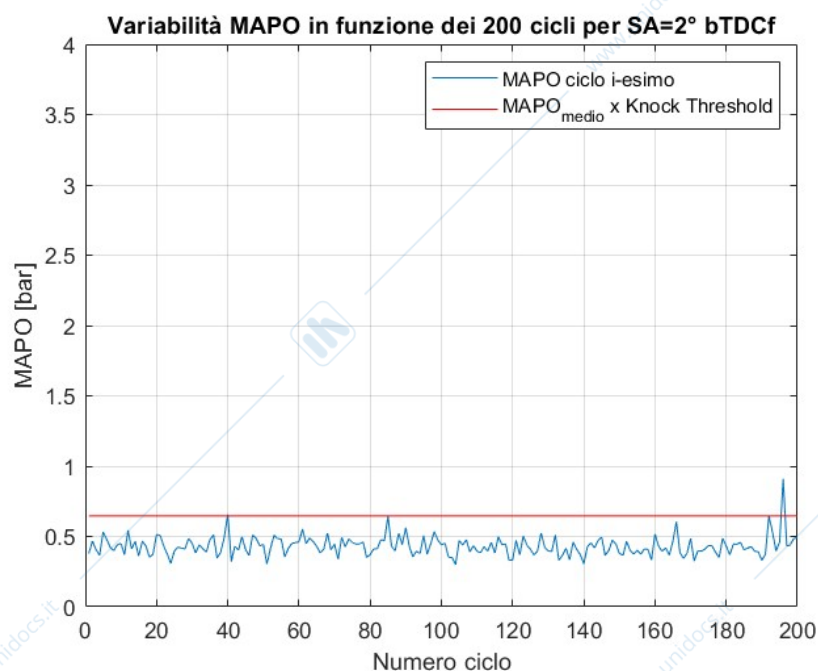
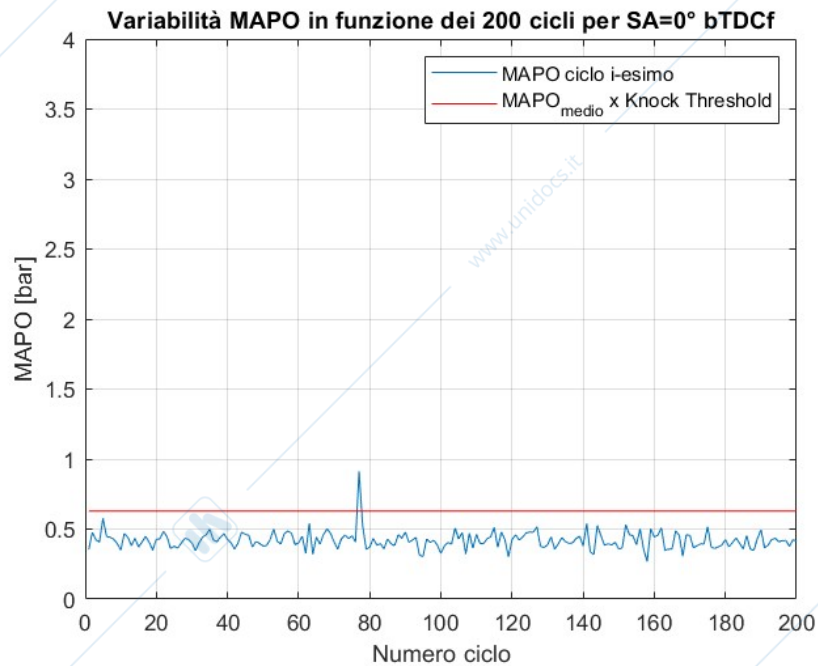
Figura 22 – Distribuzione in frequenza di MAPO/MAPO medio per SA=0° bTDCf

Figura 23 – Distribuzione in frequenza di $MAPO/MAPO_{medio}$ per $SA=2^\circ$ bTDCfFigura 24 – Distribuzione in frequenza di $MAPO/MAPO_{medio}$ per $SA=4^\circ$ bTDCf

Dalla *figura 22*, relativa all'anticipo di accensione pari a 0° prima del *PMS* di combustione ($SA=0^\circ$), si può notare come la distribuzione possa essere approssimata ad una gaussiana e praticamente tutti i cicli presentano un rapporto $MAPO/MAPO_{medio}$ al di sotto di un valore definito "Knock Threshold". Dalla *figura 23* si può invece osservare come, per il caso studio con $SA=2^\circ$, la distribuzione tenda ad avere una dissimmetria verso destra; tale tendenza è resa ancora più evidente nel caso di studio con $SA=4^\circ$ rappresentato nella *figura 24*.

Quindi, quello che si fa è stabilire per il caso $SA=0^\circ$ un parametro, definito *Knock Threshold*, per cui tutti i rapporti $MAPO/MAPO_{medio}$ inferiori al valore di tale parametro rientrano nella distribuzione di tipo normale; successivamente, moltiplicando il valore di *Knock Threshold* per il $MAPO_{medio}$, si valuta la detonazione nei tre casi studio. Come si può notare dalle figure 22-23-24, il *Knock Threshold* è stato stabilito pari ad 1,5.

Nelle figure 25-26-27 sono rappresentati gli andamenti del $MAPO$ in funzione dei 200 cicli, per ciascuna condizione operativa, insieme al relativo valore ottenuto dal prodotto tra *Knock Threshold* e $MAPO_{medio}$ utile alla valutazione del fenomeno della detonazione.



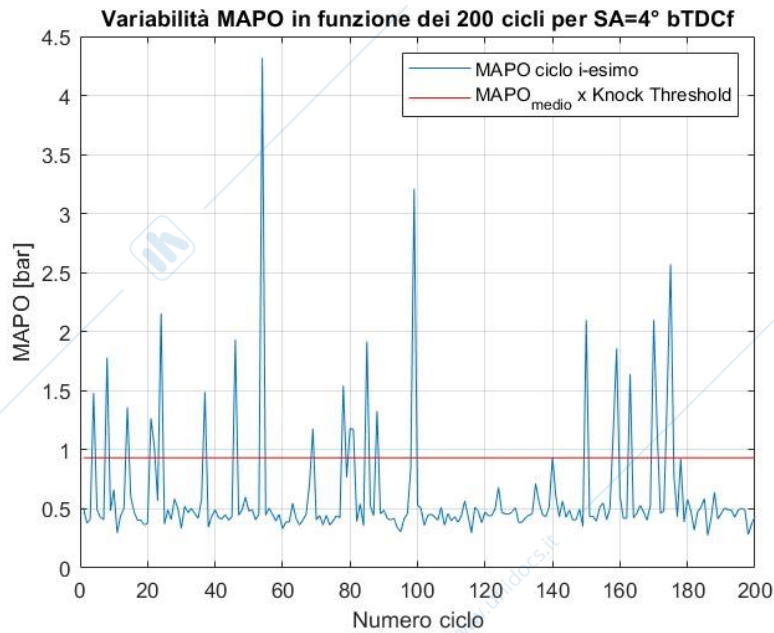


Figura 27 – MAPO in funzione dei 200 cicli per SA=4° bTDCf

Tutti i cicli che hanno un valore di $MAPO$ superiore a questo prodotto sono cicli detonanti. Si può notare come nel caso $SA=0^\circ$, rappresentato nella figura 25, si abbia un solo ciclo detonante e, di conseguenza, si può considerare questa condizione operativa come una condizione di funzionamento dove non ci sia detonazione.

Nella seconda condizione operativa dove $SA=2^\circ$, rappresentata nella figura 26, si nota una percentuale maggiore, ma comunque ancora limitata, di cicli che superano il valore di soglia; questa condizione è definita come condizione di incipiente detonazione e il valore di anticipo di accensione per cui si raggiunge la condizione di incipiente detonazione è definito $KSLA$, ovvero *Knock Limit Spark Advance*.

Per valori di anticipo di accensione maggiori di $KLSA$ si ha una condizione di detonazione sviluppata, infatti è possibile notare, dalla figura 27, che per $SA=4^\circ$ si ha un elevato numero di cicli che superano il valore di soglia; in questa condizione l'elevato numero di cicli che detonano, e quindi superano il valore di *threshold*, tendono ad incrementare il valore medio del $MAPO$ che infatti risulta essere maggiore rispetto alle due precedenti condizioni operative.

Modellazione della detonazione

Come abbiamo detto, la detonazione è un fenomeno che si manifesta quando una porzione di carica, che ancora non brucia, si autoaccende prima di essere raggiunta dal fronte di fiamma; essendo un fenomeno indesiderato si cerca di creare un modello per prevenire l'autoaccensione.

Definito $\tau = \textit{Induction Time}$, il tempo necessario affinché avvengano le preazioni che portano al processo di ossidazione finale della combustione (grandezza che dipende dalla temperatura, dalla pressione e dalla composizione della miscela λ), si può assumere che l'autoaccensione dell'*end-gas* avvenga quando si verifica la seguente condizione (19):

$$\int_{t_0}^t \frac{dt}{\tau} = 1 \quad (19)$$

In prima analisi si può pensare di usare come istante iniziale di integrazione t_0 , l'istante di tempo in cui si ha l'accensione della miscela, ovvero l'anticipo di accensione; in questo istante infatti si iniziano a creare in camera due zone:

- 1) Una definita dai gas combustibili;
- 2) Una definita dalla miscela che ancora non brucia.

Per la valutazione dell'integrale si deve valutare proprio questa miscela che ancora non brucia tuttavia, per sicurezza, ci si pone, come istante iniziale, in un istante angolare precedente all'anticipo di accensione, nello specifico all'istante in cui si chiudono le valvole di aspirazione (IVC); questo perché il gas è soggetto ad un aumento di pressione e temperatura dal momento in cui, durante la corsa di compressione, si chiudono le valvole di aspirazione e, di conseguenza, potrebbero già iniziare le prime preazioni. È importante sottolineare che l'analisi dell'integrale viene effettuata sul ciclo medio di ciascuna condizione operativa e non sui 200 cicli reali.

Per il calcolo dell'integrale è stato utilizzato il modello di *Douaud* e *Eyzat*, il quale ci dà, integrando l'*induction time* rispetto all'angolo di manovella, la relazione (20):

$$I(\alpha) = \frac{1}{6 \cdot n[\text{rpm}]} \cdot \int_{IVC}^{\alpha} \frac{1}{M_1 \cdot 5,72 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{RON}{100}\right)^{3,402} \cdot p[\text{bar}]^{-1,7} \cdot \exp\left(\frac{3800}{M_2 \cdot T[K]}\right)} d\alpha \quad (20)$$

Dove:

- M_1 = Costante di calibrazione, definita in modo tale che $I(\alpha)$ sia pari a 1 quando x_b è uguale a 0,98 in condizioni di incipiente detonazione ($SA=2^\circ$);
- $M_2 = 1$;
- p e T = Pressione e temperatura dell'*end-gas*;
- RON = Numero di ottano del combustibile.

Sono necessarie una serie di precisazioni:

- 1) L'istante iniziale di integrazione IVC in realtà è stato preso pari a $IVC+10^\circ$ per mettersi in una condizione di maggiore sicurezza;
- 2) Per la pressione si considera un modello mono zona, quindi la pressione dell'*end-gas* è uguale alla pressione dei gas combustibili;
- 3) Per la temperatura si usa un modello bi-zona, si distingue quindi tra la temperatura dei gas combustibili e la temperatura dell'*end-gas*.

Per il calcolo della temperatura si assume che l'*end-gas* subisca una compressione isoentropica dovuta all'espansione dei gas combustibili dal momento che si ha l'accensione della miscela (quindi dall'anticipo di accensione); per determinare quindi la temperatura dell'*end-gas* è stata utilizzata la relazione (21):

$$T_{end-gas}(\theta) = T_{SA} \cdot \left(\frac{p_{end-gas}(\theta)}{p_{SA}}\right)^{\frac{k(\theta)-1}{k(\theta)}} \quad (21)$$

Dove:

- $k(\theta) = 1,392 - 8,13 \cdot 10^{-5} \cdot T(\theta)$ (22)

Nella *figura 28* è riportato l'andamento della temperatura dei gas combusti e degli *end-gas*, in funzione dell'angolo di manovella, per la condizione operativa di incipiente detonazione ($SA=2^\circ$).

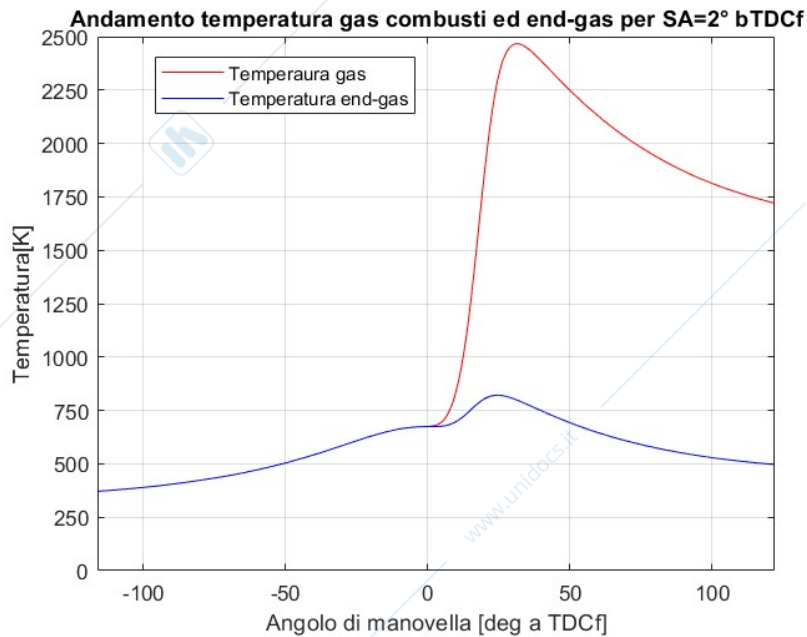


Figura 28 – Andamento temperatura gas combusti ed end-gas per SA=2° bTDCf

Dalla *figura 28* si può notare come la temperatura degli *end-gas* raggiunga valori molto più bassi rispetto a quelli raggiunti dalla temperatura dei gas combusti; tuttavia, questi valori di temperatura possono comunque portare all'insorgere della detonazione.

A questo punto, avendo a disposizione tutti gli elementi utili al calcolo dell'integrale $I(\alpha)$, sfruttando la relazione (20), otteniamo l'andamento di quest'ultimo, rappresentato nella *figura 29*, in funzione dell'angolo di manovella.

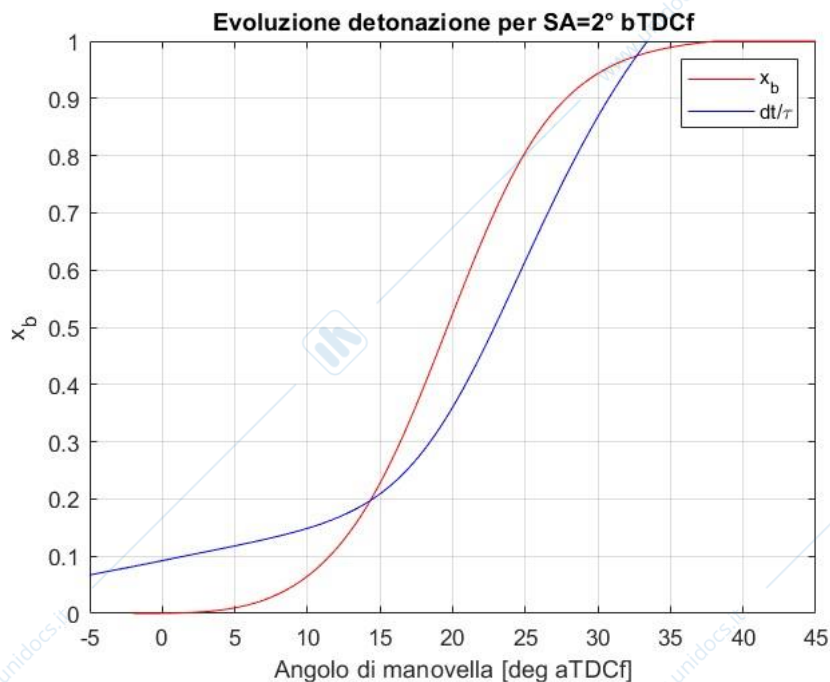


Figura 29 – Evoluzione della detonazione per SA=2° bTDCf

Prima abbiamo detto che M_1 è una costante di calibrazione definita in modo tale che $I(\alpha)$ sia pari a 1 quando x_b è uguale a 0,98 in condizioni di incipiente detonazione ($SA=2^\circ$); dall'analisi risulta che:

$$M_1 = 1,65$$

Con questa condizione si sta dicendo che l'integrale arriva al valore 1, quindi si ha autoaccensione dell'*end-gas*, quando in camera è bruciato il 98% di combustibile; questo vuol dire che la quantità di combustibile che autoaccende spontaneamente, quindi la quantità di combustibile che forma l'*end-gas*, corrisponde al 2% di combustibile iniettato. Ci si pone perciò in una condizione in cui si ritiene accettabile che, in condizioni di incipiente detonazione, ci sia una piccola quantità di combustibile, pari al 2%, che autoaccende; condizione che può essere sopportata dal motore.

Nella *figura 30* è stato rappresentato un dettaglio dell'andamento di $I(\alpha)$, dal quale è possibile osservare come appunto quest'integrale assuma valore pari a 1 per x_b uguale a 0,98.

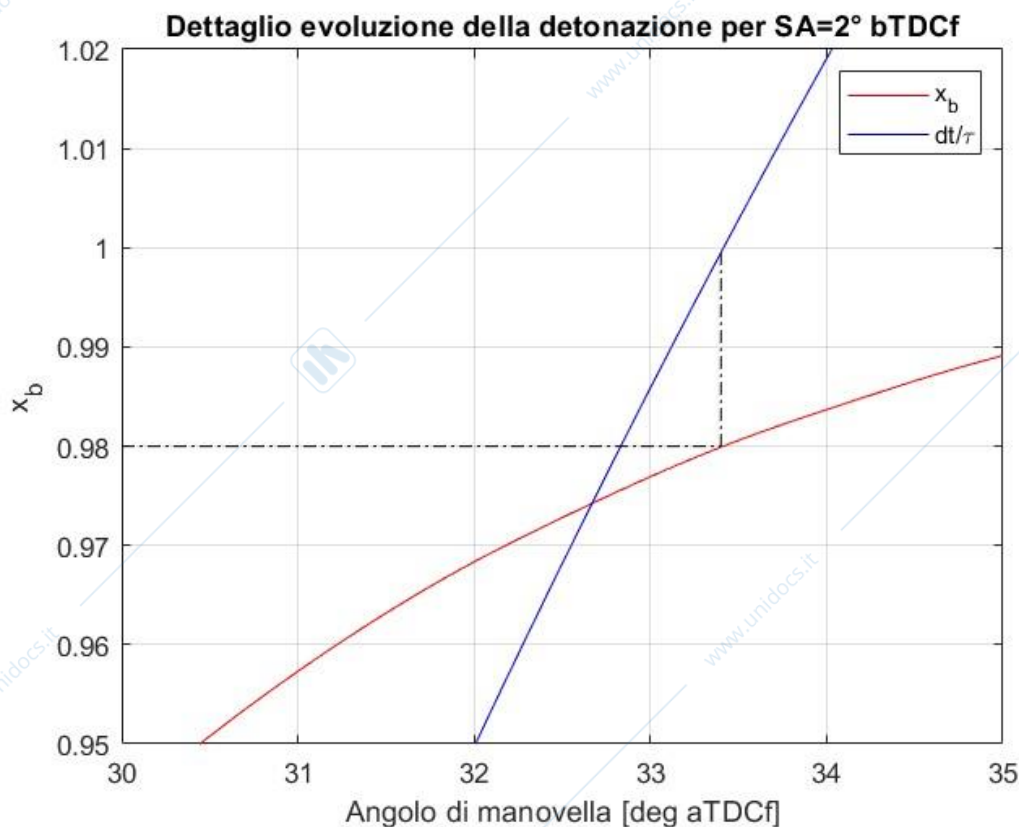


Figura 30 – Dettaglio evoluzione della detonazione per $SA=2^\circ$ bTDCf

Definito quindi il modello per la previsione del *Knock*, si valuta questo per gli altri due casi studio. Nell'analisi statistica del *Knock* si è visto come per la condizione con $SA=0^\circ$ prima del *PMS* di combustione non si abbia detonazione mentre per la condizione con $SA=4^\circ$ prima del *PMS* di combustione si manifesti una condizione di detonazione sviluppata; ovviamente, con questo modello di detonazione, si deve ottenere lo stesso risultato.

Nelle *figure 31-32* sono riportati gli andamenti di $I(\alpha)$, in funzione dell'angolo di manovella, rispettivamente per $SA=0^\circ$ e $SA=4^\circ$.

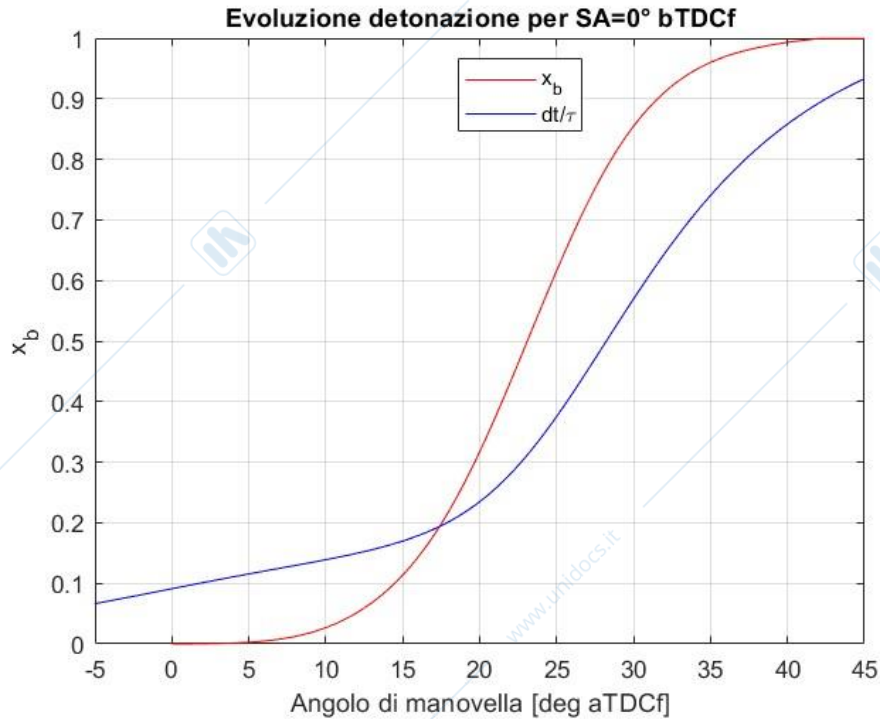


Figura 31 – Evoluzione della detonazione per SA=0° bTDCf

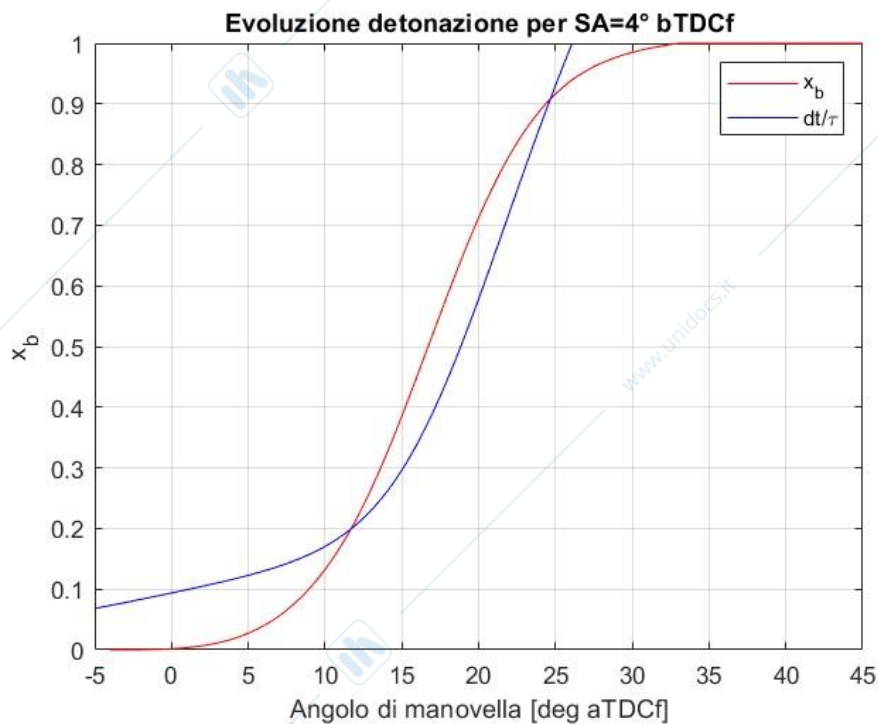


Figura 32 – Evoluzione della detonazione per SA=4° bTDCf

Si può osservare dalle *figure 31-32* come il risultato atteso venga verificato:

- 1) Nella condizione di assenza di detonazione (*figura 31*), si può notare come il valore dell'integrale non arrivi ad 1; questo vuol dire che il 100% di combustibile brucia prima che l'integrale possa arrivare ad 1 e quindi prima che si riescano a raggiungere le condizioni

affinché ci possa essere una quota di combustibile che riesca ad autoaccendere, innescando il fenomeno della detonazione.

- 2) Per la condizione con $SA=4^\circ$ prima del *PMS* di combustione (*figura 32*), ci si aspetta che si verifichi la detonazione; dal grafico si può notare come il valore dell'integrale raggiunga il valore 1 quando è bruciato circa il 90% di combustibile e, di conseguenza, ci sarà circa un 10% di combustibile che autoaccende, quantitativo di combustibile maggiore rispetto al 2% osservato nella condizione di incipiente detonazione.

Questo modello di *Knock* può quindi essere considerato valido per la previsione della detonazione.

Conclusioni

Questa esercitazione ha valutato l'effetto dell'anticipo di accensione sulla combustione al pari delle altre condizioni operative.

Determinando la frazione di massa bruciata per ciascuna condizione operativa sono stati determinati dei parametri di calibrazione della combustione. Con questi parametri si può notare come aumentando l'anticipo di accensione il baricentro della combustione si sposti sempre più verso il *PMS* e la durata del processo di combustione diminuisca; questo permette di ottenere una pressione media indicata maggiore nel caso di anticipi di combustione maggiori, a causa delle minori perdite per intemperività.

Questa traslazione del baricentro della combustione verso il *PMS* tuttavia comporta anche una maggiore tendenza alla detonazione. Effettuando un'analisi statistica sulla detonazione, infatti, si vede come per la condizione operativa definita per $SA=0^\circ$ prima del *PMS* di combustione non si abbiano cicli detonanti, ma si abbia il minimo valore di pressione media indicata tra i tre casi analizzati. Aumentando l'anticipo di accensione aumenta la *p_{mi}* ma iniziano ad aumentare anche i cicli detonanti e si giunge ad una condizione ($SA=4^\circ$ prima del *PMS* di combustione) dove la quantità di cicli detonanti non può più essere accettata.

Poiché aumentare l'anticipo di accensione determina un vantaggio, ossia aumenta la *p_{mi}*, comportando però, allo stesso tempo, anche l'effetto indesiderato della detonazione, un fenomeno dannoso per il motore, è stato realizzato un modello in grado di prevedere il suddetto fenomeno; questo modello può essere usato dalla centralina per verificare l'eventuale detonazione. La centralina in tal modo quindi, quando rileva che si è in condizioni di incipiente detonazione, interviene proprio sull'anticipo di accensione per riportare le condizioni operative alle condizioni di assenza di detonazione.