

# MODELLO SEMPLIFICATO DI PREVISIONE DEL COMPORTAMENTO DEI MOTORI A COMBUSTIONE INTERNA

## Prima parte: impostazione del modello

*Beccari A.; Pipitone E.*

Dipartimento di Meccanica - Università di Palermo

### SOMMARIO

E' pratica corrente l'uso di modelli fisico-matematici implementati al PC per la previsione delle prestazioni di motori automobilistici, ovvero per ottenere elementi utili al progetto.

Detti modelli richiedono una "calibratura", cioè una definizione quantitativa di alcune "costanti", come per esempio il coefficiente istantaneo di scambio termico ovvero il coefficiente d'efflusso nelle valvole di aspirazione o ancora la durata della combustione, con conseguente necessità di taratura del modello, da ottenersi in genere con apposita sperimentazione.

Nel lavoro presentato si è messo a punto un modello elementare di funzionamento del motore, che prevede variazioni di prestazione, per esempio di coppia, al variare di un solo parametro motoristico, per esempio anticipo di accensione, oltre che il ciclo delle temperature e quindi delle pressioni.

Detto modello consente meglio di modelli sofisticati di valutare qualitativamente l'influenza di singole variabili motoristiche, poiché possiede una struttura dalla quale le funzioni incognite sono più facilmente calcolabili.

E' stata quindi svolta una sperimentazione su motore Renault 1600, che ha consentito di confrontare prestazioni misurate con previsioni ottenute dal modello proposto.

### 1. INTRODUZIONE

La "modellistica" dei motori alternativi a combustione interna è una tecnica ormai ampiamente collaudata e di impiego diffuso (Ferguson e Kirkpatrick, 2001, Ramos, 1989, Heywood, 1988, Horlock e Winterbone, 1986, Arsie *et al* 1998, Eriksson, 1999)

Scopo di questa tecnica è soprattutto la valutazione quantitativa dell'andamento in funzione del tempo dello stato del fluido trattato dal motore, stato individuato da pressione e temperatura ed eventualmente anche dal campo di moto.

Per ottenere questo andamento si inizia dalla conoscenza delle citate variabili ad un istante assunto iniziale in un ambiente noto, per esempio quello dal quale il motore aspira, e si procede simulando il comportamento del fluido secondo modelli fluidodinamici e/o termodinamici più o meno complessi, che prevedano l'evolversi spazio-temporale di pressione, temperatura ed eventualmente velocità.

Affinché la previsione effettuata mediante tali modelli fisici sia attendibile, i medesimi debbono subire un "validazione" sperimentale, che consiste nella determinazione quantitativa delle "costanti" che figurano nei vari algoritmi: questa sorta di taratura si ottiene in genere con un set di prove sperimentali, per esempio di andamenti di pressione nel tempo, che servono a definire univocamente il modello: così tarato esso è in grado di prevedere per esempio

l'evolversi in funzione del tempo della pressione all'interno del cilindro motore, in quanto è in grado di calcolarne il gradiente.

Il metodo qui proposto per motore ad accensione comandata, invece, pur prevedendo un modello di comportamento del fluido, del resto piuttosto elementare, come in seguito specificato, ne ottiene una "taratura" a posteriori, in base alla semplice misura della temperatura media nel tempo dei gas allo scarico, in molteplici condizioni di anticipo di accensione.

In sostanza in luogo di validare il modello con rilievi sperimentali istante per istante, per potere poi disporre dal modello così tarato di uno strumento di calcolo del gradiente della pressione istante per istante, per "cercare" quale sarà la pressione un istante dopo, il modello viene qui validato con una unica misura finale, a ciclo completato, nel collettore di scarico, con il che si ottiene con un'unica misura sul risultato finale conseguito, la taratura dell'intero ciclo delle pressioni.

## 2. IMPOSTAZIONE DEL METODO

Lo studio che qui si propone è basato sulla valutazione quantitativa del ciclo indicato delle temperature di Fig. 1: si tratta di un ciclo Otto, modificato nell'espansione considerata raffreddata secondo una politropica di esponente  $m$  costante, la cui taratura quantitativa viene ottenuta dalla misura in continuo della temperatura dei gas di scarico nel collettore omonimo e della relativa variazione al variare dell'anticipo di accensione.

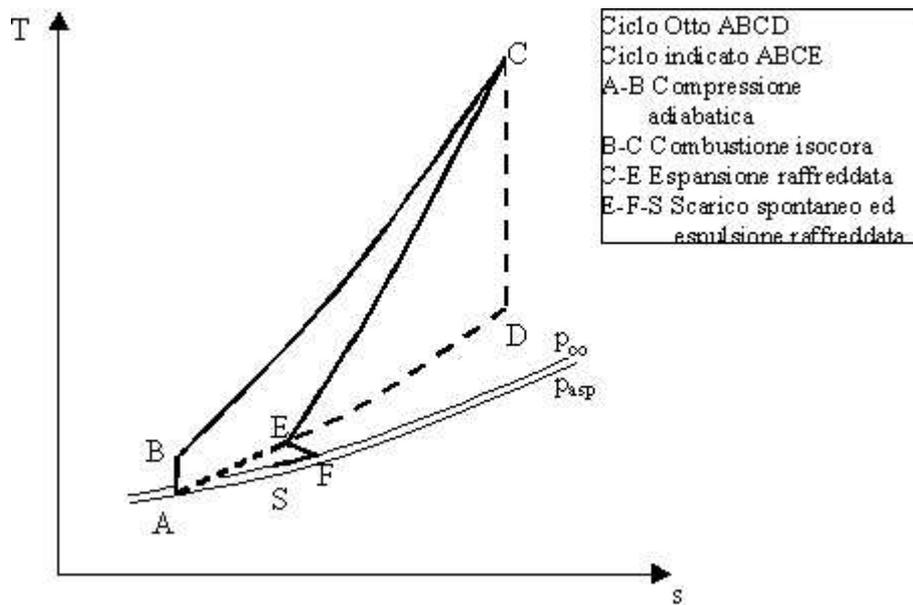


Fig. 1 Ciclo indicato delle temperature

In base alla misura indiretta così ottenuta della diabaticità dell'espansione CE, si valuta l'entità della diabaticità dell'espulsione FS e dell'aspirazione, mentre risulta praticamente nulla l'entità dello scambio termico durante la fase di compressione AB, in accordo con quanto risulta dalla bibliografia (Beccari, 1987, Heywood, 1988).

Altra differenza sostanziale degli accadimenti interni al motore rispetto all'idealità del ciclo termodinamico Otto riguarda la combustione, che per vari motivi non fornisce ai gas il calore previsto  $Q_{id}$ , a causa di incompletezza e scambi termici con le pareti del cilindro, al volume

minimo di spazio morto; il modello in questione tiene conto implicitamente di questi fenomeni poiché il punto C di inizio espansione si ricava in base alla nozione del punto E finale, ottenuto a sua volta dalla misura della temperatura  $T_S$  dei gas nel collettore di scarico, e dalla nozione di  $m$ , pure ottenuto sperimentalmente.

L'espansione inoltre non si prolunga per l'intero rapporto volumetrico  $V_{PMI}/V_{PMS}$  a causa dell'anticipata apertura della valvola di scarico, di cui si può tenere conto utilizzando un rapporto di espansione corretto  $\rho_{eff}$ .

Infine i valori delle capacità termiche massiche  $c_v$  e  $c_p$  e del loro rapporto vengono considerati funzione della temperatura e mediati per ogni trasformazione elementare assumendone la semisomma dei valori estremi (Ferguson e Kirkpatrick, 2001)

La fase di combustione isocora BC viene considerata istantanea, temporalmente situata in posizione "baricentrica" rispetto al tempo di combustione, essendo  $\vartheta_{comb}$  l'angolo di manovella di combustione: durante la combustione di durata angolare  $\vartheta_{comb}$  la camera di combustione si considera costante in volume, assunto pari alla semisomma del volume di spazio morto e di quello attuale al termine della combustione, situato all'angolo  $\vartheta = 1/2 \vartheta_{comb}$  (l'inizio combustione è ovviamente situato all'angolo  $\vartheta = -1/2 \vartheta_{comb}$ )

In sintesi il modello richiede una taratura sperimentale dell'esponente  $m$  della politropica di espansione CE:

$$p v^m = p_E v_E^m = p_C v_C^m;$$

come noto dalla letteratura, la capacità termica massica  $c_{CE}$  associata a tale tipo di trasformazione è data dall'espressione:

$$c = c_{CE} = c_{v_{CE}} \frac{m - k_{CE}}{m - 1} \quad (1)$$

La valutazione quantitativa di  $m$  si basa su una sperimentazione al banco prova motore che fornisce l'andamento della temperatura  $T_S$  allo scarico al variare dell'anticipo di accensione, nell'intorno del valore di anticipo di coppia massima, sul tipo degli andamenti visibili in Fig. 2.

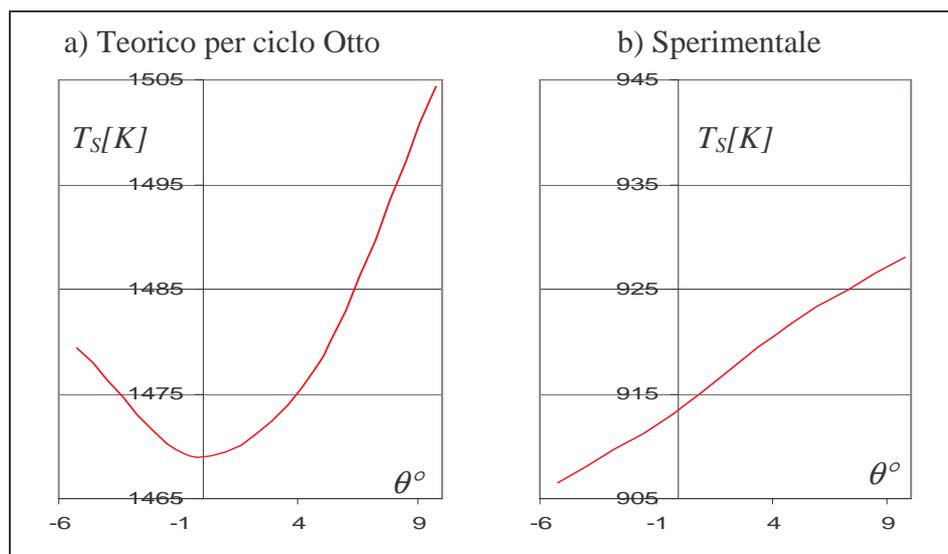


Fig. 2 Confronto fra gli andamenti della temperatura  $T_S$  allo scarico del motore al variare dell'angolo di manovella  $\theta$  in cui è posizionata la combustione istantanea

Il procedimento seguito si articola nelle fasi seguenti:

- correlare al differenziale  $dT_S$  della temperatura allo scarico, prodotto da una variazione  $d\vartheta$  dell'anticipo, il differenziale  $dc$  della capacità termica, calcolando la variazione di entropia associata ad una variazione  $d\vartheta$  dell'anticipo di accensione;
- esprimere il calore scambiato fra gas e parete  $Q_P$ , o meglio il suo differenziale, prima in funzione della capacità termica massica e poi in funzione della legge di scambio termico gas-parete, ottenendo una condizione analitica nella sola incognita  $m$ , che può essere così determinata;
- determinare il legame funzionale fra temperatura  $T_S$  di scarico e temperatura  $T_E$  di fine espansione, imponendo che il calore sottratto dalla parete del cilindro all'unità di massa di gas sia proporzionale alla differenza di temperatura fra gas e parete: tale legame risulterà approssimativamente lineare;
- utilizzando lo stesso procedimento, considerare lo scambio termico tra gas e parete del cilindro durante la fase di aspirazione, pervenendo alla temperatura di inizio compressione  $T_A$ , a partire dalla temperatura dell'ambiente di aspirazione;
- valutare la variazione percentuale di coppia rispetto al punto di coppia massima in funzione dell'angolo di anticipo di accensione, sfruttando la proporzionalità fra tale variabile e il calore complessivamente scambiato dal fluido durante un ciclo;
- confrontare le previsioni del modello con una sperimentazione diretta delle prestazioni del motore.

### 2.1. Valutazione del differenziale della capacità termica

Detto  $\delta s$  l'incremento entropico di un punto che si sposta lungo una politropica di esponente  $m$  e capacità termica massica  $c$ , per definizione è:

$$\delta s = \frac{\delta Q}{T} = c \frac{\delta T}{T}$$

che integrata da E a C fornisce (V. Fig. 3):

$$s_C - s_E = \Delta s_{EC} = c \lg \frac{T_C}{T_E} = c(\lg T_C - \lg T_E)$$

Supponendo di imporre un ritardo  $d\vartheta$  all'anticipo di accensione che posiziona la combustione (istantanea) al PMS, quest'ultima si colloca al volume  $v$  maggiore del volume  $v_{\min}$ , con migrazione del punto C in C\* e del punto E in E\*, con conseguenti variazioni  $ds_C$  e  $ds_E$ : la variazione di entropia  $ds$ , conseguente al passaggio della linea di espansione in Fig. 3 da CE a C\*E\*, si concretizza in:

$$ds = ds_C - ds_E = d(\Delta s_{EC}) = d\left(c \lg \frac{T_C}{T_E}\right) = \lg \frac{T_C}{T_E} dc + c\left(\frac{dT_C}{T_C} - \frac{dT_E}{T_E}\right) \quad (2)$$

dove il differenziale della temperatura  $dT_C$  può essere espresso come differenziale della temperatura  $dT_B$ , giusta la costanza del calore fornito  $Q_1$ :

$$Q_1 = \cos t = c_{vBC}(T_C - T_B) = c_{vB^*C^*}(T_{C^*} - T_{B^*}) \cong c_{vBC}(T_{C^*} - T_{B^*}) \quad (3)$$

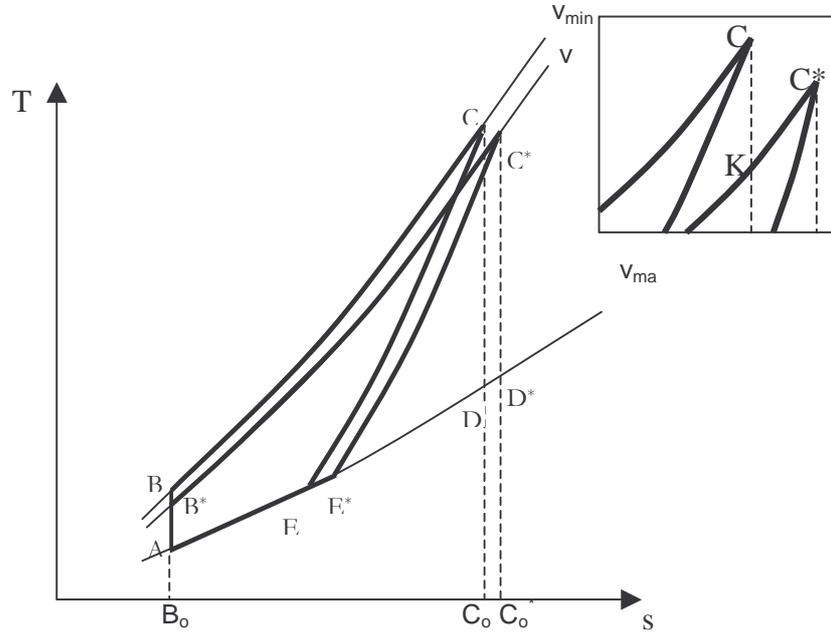


Fig. 3 Variazione del ciclo indicato con combustione ritardata.

Poiché il modello prevede una fase di compressione (che risulterà mediamente adiabatica-isoentropica), con esponente  $k_{AB}$ , il legame tra le temperature estreme di tale fase è :

$$\frac{T_B}{T_A} = \rho^{k_{AB}-1}$$

da cui successivamente, applicando anche la (3), si ottiene:

$$\frac{dT_B}{T_B} = (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho}; \quad dT_C = dT_B = T_B (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} \quad \Rightarrow \quad \frac{dT_C}{T_C} = \frac{T_B}{T_C} (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} \quad (4)$$

Si valutano ora le due quantità  $ds_C$  e  $ds_E$  singolarmente, in modo da ricavare una seconda espressione della variazione di entropia  $ds$  dovuta alla variazione di anticipo  $d\vartheta$  ottenendo infine una unica equazione per la determinazione del differenziale della capacità termica massica  $dc$ :

$$\Delta s_{CB} = s_C - s_B = c_{vBC} \lg \frac{T_C}{T_B} = \Delta s_{KB^*} = c_{vB^*C^*} \lg \frac{T_K}{T_{B^*}} \cong c_{vBC} \lg \frac{T_K}{T_{B^*}}$$

da cui:

$$\frac{T_C}{T_B} = \frac{T_K}{T_{B^*}} = e^{\frac{\Delta s_{CB}}{c_{vBC}}}$$

L'area sottesa dalla linea BC (B\*K) in Fig. 3 può scriversi:

$$\text{area}B_0BCC_0 = c_{vBC}(T_C - T_B) = c_{vBC}T_B \left( \frac{T_C}{T_B} - 1 \right) = c_{vBC}T_B \left( e^{\frac{\Delta s_{CB}}{c_{vBC}}} - 1 \right) = Q_1$$

dunque proporzionale alla temperatura iniziale della combustione istantanea  $T_B$  ( $T_{B^*}$ ). Essendo costante il calore  $Q_1$  introdotto dalla combustione al variare del ritardo  $d\vartheta$ , il valore della costante sopra indicata è:  $\text{cost} = Q_1/T_B$ .

Se ne trae in conclusione, sempre osservando la Fig. 3:

$$T_C ds_c \cong \text{area}C_0CC^*C_0^* = \text{area}B^*BCK = -d(\cos t T_B) = -Q_1 \frac{dT_B}{T_B} = -Q_1 (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} \quad (5)$$

Determinato così il differenziale  $ds_c$ , si valuta  $ds_E$ , la cui espressione è per definizione:

$$ds_E = c_{vE} \frac{dT_E}{T_E} \quad (6)$$

Le 4) 5) 6), sostituite nella 2), considerando il legame tra le temperature estreme dell'espansione CE:

$$\frac{T_C}{T_E} = \rho^{m-1} \Rightarrow \lg \frac{T_C}{T_E} = (m-1) \lg \rho \quad (7)$$

forniscono:

$$-\frac{Q_1}{T_C} (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} - c_{vE} \frac{dT_E}{T_E} = (m-1) \cdot dc \cdot \lg \rho + c \left[ \frac{T_B}{T_C} (k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dT_E}{T_E} \right]$$

che, rielaborata, ricordando la (1) e la relazione:

$$\frac{T_C}{T_B} = \frac{T_C}{T_E} \frac{T_E}{T_A} \frac{T_A}{T_B} = \varphi_E \rho^{m-k_{AB}}$$

porge:

$$(m-1) \lg \rho dc = -(k_{AB} - 1) \frac{d\rho}{\rho} \left[ c_{vBC} - \frac{(c_{vBC} - c)}{\varphi_E \rho^{m-k_{AB}}} \right] - \frac{dT_E}{T_E} (c_{vE} - c) \quad (8)$$

Questa espressione lega la variazione della capacità termica massica  $dc$ , prodotta da una variazione  $d\vartheta^1$  dell'anticipo di accensione, alla variazione  $dT_E/T_E$ , da assumersi pari alla variazione  $dT_S/T_S$  della temperatura misurata allo scarico, come evidenziato al punto 2.3, e all'esponente  $m$  della politropica di espansione, da valutarsi in base allo studio dello scambio termico gas-parete in espansione, svolto al punto successivo.

## 2.2. Valutazione dell'esponente $m_0$ della politropica di espansione CE con combustione al P.M.S.

Effettuando misure della temperatura  $T_S$  dei gas scaricati dal motore a regime costante, in cui si vari solamente l'anticipo di accensione  $\vartheta$ , si ottengono andamenti del tipo di Fig. 2, dai quali si evince che il gradiente  $dT_S/T_S$  è sostanzialmente costante e pari a quello che si ottiene con combustione posizionata al P.M.S.: le prove sono infatti condotte nell'intorno del punto di coppia massima, e si mostrerà nel seguito come l'angolo  $\vartheta^*$  di posizionamento della combustione istantanea equivalente sia dell'ordine di un grado di manovella in corrispondenza appunto della coppia massima.

In queste condizioni di P.M.S. ( $\vartheta = 0$ ), ricordando la nota (1) e l'eq.(4), si ricava rispettivamente  $dp/\rho=0$  e  $dT_C/T_C=0$ , per cui il differenziale  $dQ_P$  del calore scambiato fra i gas in espansione CE e parete, per assegnata variazione di anticipo  $d\vartheta$ , è pari a:

$$dQ_P = d[c(T_C - T_E)] = (T_C - T_E)dc - cdT_E \quad (9)$$

Nel caso attuale la (8) fornisce:

$$dc = -\frac{dT_E}{T_E} \frac{(c_{vE} - c)}{\lg \rho(m_0 - 1)}$$

che sostituita nella (9) porge:

$$dQ_P = -(T_C - T_E) \frac{dT_E}{T_E} \frac{c_{vE} - c}{\lg \rho(m_0 - 1)} - cdT_E$$

Poiché il calore scambiato  $Q_P$  si può scrivere come:

$$Q_P = c(T_C - T_E) = cT_E(\rho^{m_0-1} - 1)$$

si ricava:

$$\frac{dQ_P}{Q_P} = -\frac{dT_E}{T_E} \left[ \frac{1}{\rho^{m_0-1} - 1} + \frac{c_{vE} - c}{c(m_0 - 1)\lg \rho} \right] \quad (10)$$

---

<sup>1</sup> in base a semplici considerazioni geometriche su di un manovellismo di "allungamento"  $\lambda$  si può ottenere:

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{d\left(\frac{\rho}{\rho_{\text{eff}}}\right)}{\frac{\rho}{\rho_{\text{eff}}}} = -\vartheta d\vartheta \frac{(\rho_0 - 1)(1 + \lambda)}{2 + \frac{1 + \lambda}{2}(\rho_0 - 1)\vartheta^2}$$

in cui  $c$  è funzione di  $m_0$  tramite la (1).

D'altra parte il calore scambiato fra gas e parete nel tempo  $t$  di espansione CE attraverso la superficie di parete  $S$  a temperatura  $T_P$  (assunta ovviamente costante al variare dell'anticipo di accensione) si può esprimere come  $Q_P = \text{cost } S (T - T_P) t$

e, poiché nell'intorno del P.M.S. la superficie di scambio  $S$  ha un minimo, si ottiene

$$\frac{dQ_P}{Q_P} = \frac{dt}{t} + \frac{dT}{T - T_P} = \left( \frac{dQ_P}{Q_P} \right)_{\text{tempo}} + \left( \frac{dQ_P}{Q_P} \right)_{\text{temperatura}} \quad (11)$$

La variazione  $dQ_P/Q_P$  deve intendersi come l'effetto cumulativo delle variazioni elementari lungo la corsa dello stantuffo in espansione da C ad E: ragionando per l'intera espansione è per esempio evidente che la durata angolare di questa passa dal valore  $\pi$ , con combustione istantanea al P.M.S, al valore  $\pi - d\vartheta$  se la combustione viene ritardata di  $d\vartheta$ , per cui si assume :

$$\frac{dt}{t} = - \frac{d\vartheta}{\pi}$$

Questa non è di fatto una variazione costante del tempo di esposizione dei gas alla parete lungo l'intera espansione, ma l'intero  $dt$  è concentrato in testa all'espansione, fra  $\vartheta=0$  e  $\vartheta=d\vartheta$ , mentre fra  $\vartheta=d\vartheta$  e  $\vartheta=\pi$  la variazione  $dt$  è nulla.

Aver distribuito la variazione  $dt$  lungo l'intera espansione CE può essere accettato, nei riguardi dello scambio termico, ove si consideri che il prodotto  $T \cdot S$  non varia sensibilmente lungo l'espansione, ove la diminuzione di temperatura è accompagnata da un aumento di superficie  $S$  esposta ai gas combusti; si può ricavare infatti ( $\phi = \text{alesaggio} = \text{corsa} = y_{PMI} - y_{PMS}$ ;  $y = \text{distanza dello stantuffo dalla testa}$ ):

$$F = \frac{TS|_{PMS}}{TS|_{CE}} = \frac{2TS|_{CE}}{TS|_{PMS} + TS|_{PMI}} = \frac{2}{1 + \frac{\phi + 2y_{PMI}}{(\phi + 2y_{PMS})\rho_0^{m_0-1}}} = \frac{2}{1 + \frac{(3\rho_0 - 1)}{(\rho_0 + 1)\rho_0^{m_0-1}}}$$

La funzione  $F=F(\rho_0; m_0)$  ha un valore non lontano dall'unità al variare di  $\rho_0$  da 8 a 11 e  $m_0$  da 1.3 a 1.5, e può in ogni modo essere calcolata con precisione nel calcolo dell'esponente  $m_0$ .

Per una valutazione di massima del secondo addendo della (11), si consideri che, detta  $T_E$  la temperatura al volume massico massimo  $v_{\max}$ , la temperatura al generico volume  $v$

( $v_{PMS} < v < v_{\max}$ ), durante l'espansione CE, di rapporto volumetrico  $\rho = \frac{v_{\max}}{v}$  è  $T = T_E \rho^{m_0-1}$ , da

cui:

$$\left. \frac{dT}{T} \right|_p = \frac{dT_E}{T_E} + \frac{d(\rho^{m_0-1})}{\rho^{m_0-1}} = \frac{dT_E}{T_E} + d \lg \rho^{m_0-1} = \frac{dT_E}{T_E} + \lg \rho dm$$

Poiché la  $T_C$  all'inizio dell'espansione ( $\rho \approx \rho_0$ ) è costante, come ricordato per ricavare la (9), potrà porsi:

$$\left. \frac{dT}{T} \right|_{\rho_0} = \frac{dT_C}{T_C} = 0 = \frac{dT_E}{T_E} + \lg \rho_0 dm$$

e in conclusione si ottiene l'andamento del differenziale  $\left. \frac{dT}{T} \right|_{\rho}$  lungo l'espansione e quindi in funzione di  $\rho$ :

$$\left. \frac{dT}{T} \right|_{\rho} = \frac{dT_E}{T_E} \left( 1 - \frac{\lg \rho}{\lg \rho_0} \right)$$

Il valore medio di questa funzione fra  $\rho=1$  e  $\rho=\rho_0$  è:

$$\overline{\left( 1 - \frac{\lg \rho}{\lg \rho_0} \right)}_{\rho=1}^{\rho=\rho_0} = \frac{\rho}{\rho_0 - 1} - \frac{1}{\lg \rho_0}$$

pari a circa 2/3 per  $\rho_0$  compreso fra 8 e 11, mentre il fattore  $T/(T-T_P)$  dipendente da  $\rho_0$ ,  $m$  e  $T_P$ , è mediamente maggiore di uno, e per esempio con temperature di parete di 500K e media di espansione di 2000K assume un valore di 4/3: non si commette dunque un errore sensibile a sostituire nella (11):

$$\frac{dT}{(T-T_P)} \cong \frac{dT_E}{T_E}$$

Il differenziale  $dQ_P$  di calore scambiato con le pareti del cilindro a causa della sola variazione di tempo  $|dt|$ , proporzionale a  $|d\vartheta|$  avviene dunque al P.M.S. e risulta ( $T_P/T \ll 1$ ):

$$(dQ_P)_{\text{tempo}} \propto d\vartheta \cdot TS|_{\text{PMS}}$$

mentre il calore scambiato durante l'intera espansione CE è  $Q_P \propto \pi \overline{TS}|_{\text{CE}}$

per cui la (11) deve scriversi:

$$\frac{dQ_P}{Q_P} = \left( \frac{dQ_P}{Q_P} \right)_{\text{tempo}} + \frac{dT}{(T-T_P)} = -\frac{d\vartheta}{\pi} \frac{TS|_{\text{PMS}}}{\overline{TS}|_{\text{CE}}} + \frac{dT_E}{T_E} = -F \frac{d\vartheta}{\pi} + \frac{dT_E}{T_E} \quad (12)$$

Imponendo ora l'uguaglianza (10) = (12) si ottiene una relazione finale nell'unica incognita  $m_0$ :

$$\left[ 1 + \frac{1}{\rho_0^{m_0-1} - 1} + \frac{c_{vE} - c}{c(m_0 - 1) \lg \rho_0} \right] \frac{dT_E}{T_E} = F(m_0; \rho_0) \frac{d\vartheta}{\pi} \quad (13)$$

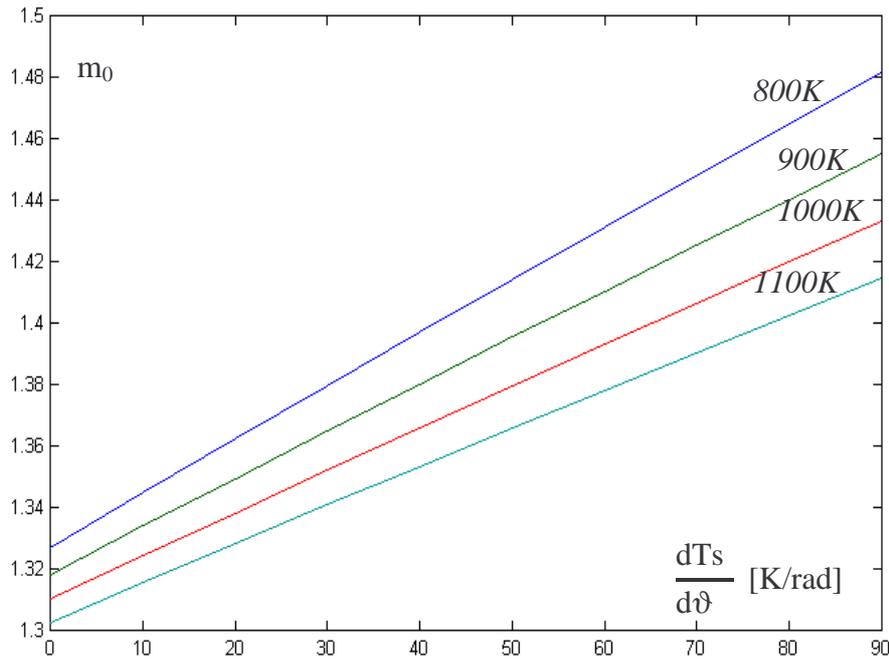


Fig. 4 Andamento dell'esponente  $m_0$  della politropica di espansione in funzione della variazione  $dT_s/d\vartheta$ .

Sostituendo nella (13) alla capacità termica massica  $c$  la sua espressione (1) in funzione di  $m_0$  e di  $k$  e alla derivata  $dT_E/T_E$  il rilievo sperimentale  $dT_s/T_s$  (confondendo quindi, come giustificato in seguito,  $dT_E/T_E = dT_s/T_s$ ), si ottiene una condizione nell'unica incognita  $m_0$ , che può così essere determinata.

In Fig. 4 è la rappresentazione grafica di  $m_0$  in funzione del parametro  $dT_s/d\vartheta$ , per diversi valori della temperatura di scarico  $T_s$ .

### 2.3. Relazione fra la temperatura allo scarico $T_s$ e la temperatura di fine espansione $T_E$

Con riferimento ai punti della Fig. 1 si esemplifica la fase di espulsione E  $\square$  F  $\square$  S in due accadimenti:

- scarico spontaneo, all'apertura della valvola di scarico nel punto E, dalla pressione  $p_E$  alla pressione esterna  $p_\infty$  (tale scarico spontaneo può diventare "negativo" in condizioni di forte parzializzazione del carico),
- espulsione isobara durante la corsa di risalita dello stantuffo dal punto di fine espansione al P.M.S.

Se il primo accadimento fosse adiabatico si conseguirebbe la temperatura del punto F (Beccari, 1987):

$$T_E = k_{EF} T_F - \frac{P_\infty}{P_{asp}} T_A (k_{EF} - 1); \quad \varphi_E = k_{EF} \varphi_F - \frac{P_\infty}{P_{asp}} (k_{EF} - 1) \quad (14)$$

in cui la pressione  $p_{asp} = p_\square$  a carico unitario,  $p_{asp} < p_\square$  in parzializzazione.

In una sorta di sovrapposizione degli effetti si considera poi il secondo accadimento in cui i gas vengono raffreddati durante l'espulsione, per cui il punto rappresentativo in Fig. 1 si porta

da F in S: per la valutazione del calore sottratto dalle pareti del cilindro durante tale espulsione, si confronta questo scambio termico con quello che avviene durante l'espansione CE.

Il rapporto fra masse di gas presenti nel cilindro nei punti A-E ( $m_A=m_E$ ) e la medesima variabile  $m_{FS}$  mediamente presente nel cilindro durante l'espulsione FS è:

$$\frac{m_E}{m_{FS}} = \frac{m_A}{m_{FS}} = \frac{V_A v_{FS}}{v_A V_{FS}} = \frac{T_{FS} p_A 2V_{PMI}}{p_{FS} T_A (V_{PMI} + V_{PMS})} = \frac{(T_F + T_S) p_{asp} 2\rho_0}{2T_A p_\infty (1 + \rho_0)} = \frac{p_{asp} \rho_0 (\varphi_F + \varphi_S)}{p_\infty (1 + \rho_0)} \quad (15)$$

Il calore sottratto dalla parete del cilindro all'unità di massa di gas è proporzionale alla differenza di temperatura fra gas e parete sia in espansione CE sia in espulsione FS, trattandosi della medesima superficie di scambio: detti  $q_{FS}$  e  $q_{CE}$  questi calori unitari, sarà dunque:

$$\frac{q_{CE}}{q_{FS}} = \frac{(T_C + T_E) - 2T_{pCE}}{(T_F + T_S) - 2T_{pFS}} = \frac{3(T_C + T_E) - 10T_\infty}{3(T_F + T_S) - 10T_\infty} \quad (16)$$

avendo assunto ragionevolmente che la parete mantenga una temperatura  $T_P$  costante ( $T_{P\_CE}=T_{P\_FS}$ ), pari per esempio a  $5/3 T_\infty$ .

Il calore sottratto dalla parete del cilindro alla massa di gas residui ivi presenti mediamente durante l'espulsione  $m_{FS}$  ha l'effetto di ridurre la temperatura dell'intera massa di gas scaricati  $m_A$  dal valore  $T_F$  (adiabatico) al valore  $T_S$  effettivo.

È dunque  $m_{FS} q_{FS} = m_A c_{pFS} (T_F - T_S)$ , e  $q_{CE} = c(T_C - T_E)$ .

Queste condizioni, insieme alle (15) e (16) permettono di ottenere una relazione tra temperatura dei gas di scarico  $T_S$ , di fine espansione  $T_E$  e di solo scarico spontaneo  $T_F$ :

$$\frac{c(T_C - T_E) m_{FS}}{c_{pFS} (T_F - T_S) m_A} = \frac{3(T_C + T_E) - 10T_\infty}{3(T_F + T_S) - 10T_\infty} = \frac{c(T_C - T_E) p_\infty (1 + \rho_0)}{c_{pFS} (T_F - T_S) p_{asp} \rho_0 (\varphi_F + \varphi_S)}$$

Dividendo membro a membro per  $T_A$ , al fine di rendere adimensionale l'espressione precedente<sup>2</sup>:

$$\frac{(\varphi_F - \varphi_S)(\varphi_F + \varphi_S)}{\varphi_E} \frac{3\varphi_E (1 + \rho_0^{m-1}) - 10\varphi_\infty}{3(\varphi_F + \varphi_S) - 10\varphi_\infty} = \frac{c(\rho_0^{m-1} - 1) p_\infty (1 + \rho_0)}{c_{pFS} p_{asp} \rho_0} \quad (17)$$

Le relazioni (14) e (17) consentono di legare le due variabili incognite  $\varphi_E$  e  $\varphi_F$  a  $\varphi_S$  sperimentale, come mostrato graficamente in Fig. 5: l'andamento praticamente lineare  $\varphi_E = \varphi_E(\varphi_S)$ , inoltre, giustifica l'assunzione  $dT_E/T_E = dT_S/T_S$  effettuata in precedenza.

<sup>2</sup> Una valutazione più accurata di  $\varphi_\infty$  può essere condotta dopo aver valutato  $\varphi_{asp}$  al successivo punto 2.4

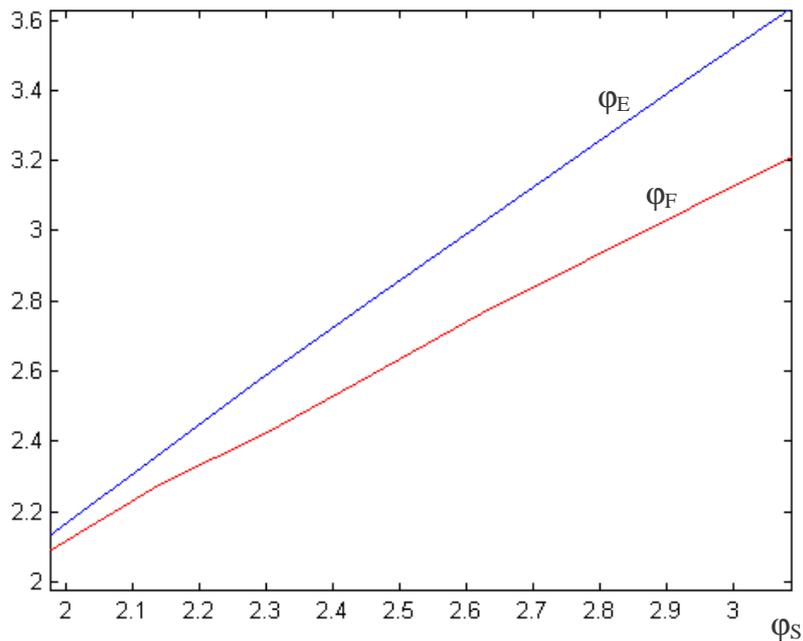


Fig. 5 Legame funzionale fra temperatura di scarico  $T_S$  e temperatura fine espansione  $T_E$  ( $\phi_X = T_X/T_A$ )

#### 2.4. Valutazione dello scambio termico durante le fasi di aspirazione e di compressione

La valutazione della temperatura di fine aspirazione viene effettuata considerando l'effetto del miscelamento fra aria aspirata e gas residui dal ciclo precedente unitamente allo scambio termico con le pareti.

Conoscendo la temperatura a cui i gas vengono scaricati e considerando nulle le laminazioni attraverso le valvole di scarico ( $p_S = p_{\square} = 1$  bar), è possibile calcolare la massa di fluido presente nello spazio morto (<sup>3</sup>) al termine della fase di espulsione:

$$m_S = V_{sm} \delta_S = V_{sm} \frac{p_S}{R' T_S}$$

All'apertura della valvola di aspirazione tali gas, trovandosi ad una pressione  $p_{\square}$  maggiore di  $p_{asp}$  (nel caso di motore parzializzato è  $p_{asp}$  minore della pressione ambiente  $p_{\square}$ ) fuoriescono nel collettore di aspirazione miscelandosi con l'aria ivi presente: supponendo tale fase adiabatica e trascurandone gli effetti dovuti alla non stazionarietà, si può valutare la temperatura del miscelamento in base ad una media ponderale:

$$T_{asp} = \frac{m_a T_{\infty} + m_S T_S}{m_a + m_S}, \text{ che insieme alla } m_a + m_S = \delta_{asp} (V + V_{sm})$$

<sup>3</sup> a rigore la temperatura dei gas residui nello spazio morto è leggermente inferiore a quella dei gas nel collettore di scarico, come può dimostrarsi teoricamente, nel caso di scarico spontaneo "positivo".

permette di valutare la temperatura della miscela che viene aspirata e l'aliquota di massa di aria presente in essa.

Analogamente a quanto visto nel paragrafo precedente, si può poi ricavare il valore di  $\varphi_{asp}$  prodotto dal riscaldamento dell'aria in fase di aspirazione, con la stessa ipotesi di proporzionalità fra calori scambiati durante espansione, espulsione e fase di aspirazione attuale: dunque il calore massico  $q_{aspA}$  scambiato durante l'aspirazione fra parete del cilindro e aria aspirata sta a quello scambiato durante l'espansione CE come il rapporto tra le differenze delle temperature medie degli accadimenti e quella della parete  $T_p$ :

$$\frac{q_{aspA}}{q_{CE}} = \frac{(T_{asp} + T_A) - 2T_p}{(T_C + T_E) - 2T_p}$$

(si noti che  $q_{aspA} < 0$ , poiché  $T_{asp} < T_A < T_p$ , mentre  $q_{CE} > 0$ )

Il rapporto delle masse di fluido presenti nel cilindro durante l'aspirazione e l'espansione è pari a:

$$\frac{m_{aspA}}{m_{CE}} = \frac{m_{aspA}}{m_A} = \frac{v_A}{v_{aspA}} \frac{V_{aspA}}{V_A} = \frac{V_{PMI} + V_{PMS}}{2V_{PMI}} \frac{T_A}{T_{aspA}} \frac{p_{asp}}{p_{asp}} = \frac{1 + \rho_0}{2\rho_0} \frac{2T_A}{T_{asp} + T_A}$$

In modo analogo a quanto esposto nel paragrafo precedente, si possono esprimere le quantità di calore scambiate dal gas durante le fasi considerate

$$q_{CE} = c(T_C - T_E); \quad q_{aspA} = \frac{m_A}{m_{aspA}} c_{p_{aspA}} (T_{asp} - T_A)$$

Con la consueta assunzione  $T_p = 5/3 T_\infty$ , si ottiene in definitiva, dividendo membro a membro le ultime due relazioni:

$$\frac{q_{aspA}}{q_{CE}} = \frac{c_{p_{aspA}} (T_{asp} - T_A) T_{asp} + T_A}{c(T_C - T_E) T_A} \frac{\rho_0}{1 + \rho_0} = \frac{(T_{asp} + T_A) - 2T_p}{(T_C + T_E) - 2T_p} \Rightarrow$$

$$\frac{c_{p_{aspA}} (\varphi_{asp} - 1)}{c(\varphi_C - \varphi_E)} = \frac{1}{\varphi_{asp} + 1} \frac{1 + \rho_0}{\rho_0} \frac{3(\varphi_{asp} + 1) - 10\varphi_\infty}{3(\varphi_C + \varphi_E) - 10\varphi_\infty}$$

da cui, noti  $\varphi_C$  e  $\varphi_E$  può essere valutato  $\varphi_{asp}$  e quindi l'entità del riscaldamento subito dall'aria aspirata nel cilindro.

In Fig. 6 viene mostrato l'andamento della temperatura di fine aspirazione  $T_A$  al variare della temperatura  $T_E$  di fine espansione.

Per quanto riguarda la compressione AB, con le approssimazioni introdotte, il calore scambiato è mediamente nullo se risulta:

$$2T_p = T_A + T_B = T_A (1 + \rho^{k_{AB}-1}) \Rightarrow \frac{T_p}{T_\infty} = \frac{T_p}{T_A} \frac{T_A}{T_\infty} = \frac{1 + \rho^{k_{AB}-1}}{2\varphi_\infty}$$

che con  $\rho = 10$ ,  $k_{AB} = 1.35$  e  $\phi_\infty \cong 1$ , fornisce  $T_p/T_\square = 1.66 \approx 5/3$ , che conferma l'attendibilità dell'approssimazione, consueta in letteratura, di considerare mediamente adiabatica la compressione, con esponente della politropica  $k_{AB} \approx 1.35$ .

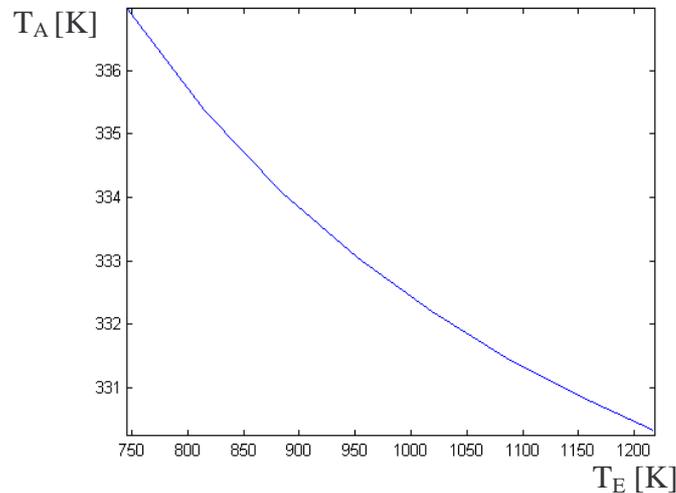


Fig. 6 Andamento della temperatura di fine aspirazione.

### 2.5. Variazione della coppia motrice in funzione della variazione dell'anticipo di accensione

In base alla misura sperimentale di  $T_S$  e del suo gradiente al variare dell'anticipo di accensione, è possibile, come mostrato in Fig. 4, determinare l'esponente  $m_0$  della politropica di espansione CE nel caso di combustione centrata al P.M.S., e quindi il ciclo delle temperature.

La condizione di costanza di calore fornito al gas durante la combustione BC, permette poi la valutazione di  $m$  nei casi di combustione anticipata o ritardata: tale condizione, considerando trascurabile la variazione di  $c_{vBC}$  con l'anticipo, si traduce di fatto in un salto termico costante tra i punti B di fine compressione e C di fine combustione di Fig. 1. La  $T_C$  è quindi immediatamente individuata nota la temperatura  $T_B$  di fine compressione; questa può essere ricavata partendo dalla misura della temperatura di aspirazione  $T_\square$ , risalendo alla temperatura  $T_A$  di inizio compressione, come visto nel paragrafo precedente, e quindi imponendo la condizione di adiabaticità della compressione. La determinazione della temperatura di fine espansione  $T_E$  può essere effettuata tramite la relazione (17), una volta nota la temperatura di scarico  $T_S$  (vedi anche Fig. 5).

Calcolate quindi le temperature estreme della fase di espansione raffreddata,  $T_C$  e  $T_E$ , l'esponente  $m$  della politropica risulta da:

$$\frac{T_C}{T_E} = \rho^{m-1} \Rightarrow m = 1 + \frac{\lg \frac{T_C}{T_E}}{\lg \rho}$$

consentendo dunque la determinazione del ciclo delle temperature in qualunque condizione di funzionamento.

Notoriamente la coppia motrice indicata  $M$  è proporzionale all'area del ciclo delle pressioni, ricavabile da quello delle temperature di Fig. 1, quindi alla quantità  $Q_1-Q_2$ , per cui,

ammettendo trascurabile la variazione del rendimento organico al variare dell'angolo di posizionamento del baricentro della combustione  $\vartheta$ , si ottiene:

$$\frac{dM}{M_{\max}} = \frac{d(Q_1 - Q_2)}{(Q_1 - Q_2)_{\max}} = -\frac{dQ_2}{(Q_1 - Q_2)_{\max}} \quad (18)$$

che consente di valutare la variazione di coppia al variare dell'anticipo.

*Fine prima parte*

# MODELLO SEMPLIFICATO DI PREVISIONE DEL COMPORTAMENTO DEI MOTORI A COMBUSTIONE INTERNA.

## Seconda parte: sperimentazione

*Beccari A.; Pipitone E.*

Dipartimento di Meccanica - Università di Palermo

### SOMMARIO

E' pratica corrente l'uso di modelli fisico-matematici implementati al PC per la previsione delle prestazioni di motori automobilistici, ovvero per ottenere elementi utili al progetto.

Detti modelli richiedono una "calibratura", cioè una definizione quantitativa di alcune "costanti", come per esempio il coefficiente istantaneo di scambio termico ovvero il coefficiente d'efflusso nelle valvole di aspirazione o ancora la durata della combustione, con conseguente necessità di taratura del modello, da ottenersi in genere con apposita sperimentazione.

Nel lavoro presentato si è messo a punto un modello elementare di funzionamento del motore, che prevede variazioni di prestazione, per esempio di coppia, al variare di un solo parametro motoristico, per esempio anticipo di accensione, oltre che il ciclo delle temperature e quindi delle pressioni.

Detto modello consente meglio di modelli sofisticati di valutare qualitativamente l'influenza di singole variabili motoristiche, poiché possiede una struttura dalla quale le funzioni incognite sono più facilmente calcolabili.

E' stata quindi svolta una sperimentazione su motore Renault 1600, che ha consentito di confrontare prestazioni misurate con previsioni ottenute dal modello proposto.

### 3. ANALISI DELLE PROVE SPERIMENTALI

Per valutare l'attendibilità del metodo di valutazione del ciclo delle temperature sopra esposto, è stata condotta una sperimentazione su banco prova motore automobilistico Renault K4M (1598cc 16 V) quattro cilindri in linea: corsa 80,5 mm, alesaggio 79,5 mm, rapporto di compressione 10, massima coppia nominale 148 Nm a 3750 rpm, potenza massima 79 kW a 5750 rpm, gestito da un sistema elettronico integrato iniezione-accensione facente capo a centralina Siemens, frenato da un classico freno a correnti parassite Schenck, strumentato per rilevare velocità angolare, coppia, consumo benzina, temperatura dei gas nel collettore di scarico, temperatura e pressione dell'aria a valle della valvola a farfalla, temperatura e pressione ambiente.

Per il controllo della logica di gestione del motore, ed in particolare per variare l'anticipo di accensione, si è utilizzata una centralina di sviluppo Walbro TDD MINJ400, programmabile tramite PC, nella quale è possibile registrare le mappe di funzionamento desiderate, apportando eventuali modifiche in tempo reale.

L'acquisizione dei dati è stata effettuata utilizzando una scheda apposita a 12 bit della National Instruments, con campionamento ad 1 kHz, con l'ausilio del software di elaborazione Labview 6.

Il rilievo del funzionamento a regime costante (carico; velocità angolare) del motore è stato quindi condotto con le normali procedure in sala prova motori.

I dati raccolti sono catalogati per avere un quadro completo: per ogni prova vengono mediati valori di coppia e temperatura dei gas di scarico ricavati in più prove effettuate al medesimo regime. Se ne traccia quindi l'andamento al variare dell'angolo di anticipo di accensione, constatando un andamento praticamente lineare (Fig. 2); si effettua quindi una regressione lineare dei valori, acquisendone così la derivata in funzione dell'angolo di manovella.

La misura della coppia all'albero in funzione dell'anticipo d'accensione fornisce quindi il valore dell'anticipo di coppia massima.

Poiché tale situazione si verifica generalmente quando il baricentro della combustione è posizionato nell'intorno del P.M.S., in prima approssimazione si suppone che la coppia massima si ottenga con combustione centrata al P.M.S.

Questo permette di creare una corrispondenza biunivoca tra angolo di anticipo e angolo di manovella di posizionamento del baricentro della combustione, che secondo le ipotesi del modello assume il significato di angolo a cui è posizionata la combustione istantanea equivalente.

In questo modo è possibile rappresentare graficamente l'andamento della temperatura allo scarico in funzione dell'angolo di manovella sopra definito, da cui desumere il valore di temperatura corrispondente alle condizioni di coppia massima.

Quest'ultimo, insieme al gradiente della temperatura dei gas esausti, viene utilizzato per la determinazione dell'esponente  $m_0$  della politropica di espansione nelle condizioni di combustione centrata al punto morto superiore.

Dalla presentazione del modello è evidente che l'equazione risolutiva non è esplicitabile nella variabile  $m_0$ ; inoltre le variabili presenti al suo interno, come ad esempio i calori specifici, sono funzioni delle temperature del ciclo, strettamente connesse alla conoscenza dell'esponente  $m_0$ .

Pertanto sorge la necessità di elaborare un algoritmo implementato al calcolatore che consenta di risolvere le equazioni per approssimazioni successive tramite calcolo iterativo: ciò è stato realizzato in ambiente di programmazione Matlab 5.3.

Questa prima fase di elaborazione dei dati permette di ricavare alcune delle grandezze di interesse: in particolare viene determinata la differenza fra calore fornito e sottratto durante un ciclo, nonché l'incremento di temperatura che subisce il gas dal punto di fine compressione fino al termine della combustione.

Quest'ultimo dato viene immesso in un secondo programma di calcolo, analogo al precedente, che consente la determinazione del ciclo delle temperature nel caso di combustione anticipata o ritardata rispetto al P.M.S.

### *3.1. Determinazione della variazione percentuale della coppia mediante il modello.*

I dati rilevati dall'elaborazione al calcolatore sono utilizzati per la determinazione della variazione percentuale teorica della coppia motrice al variare dell'angolo di posizionamento della combustione istantanea.

In particolare viene scelta una serie di punti a cavallo dell'angolo di anticipo di coppia massima, per i quali si calcola la quantità di calore ceduto dal gas durante la fase di espansione CE e lungo l'isocora equivalente EA (Fig. 1).

A parità di calore fornito al gas durante la combustione ( $Q_1 = \text{cost}$ ), una maggiore quantità di calore  $Q_2$  ceduto conduce ad una riduzione dell'area del ciclo, con conseguente riduzione del lavoro fornito e quindi della coppia.

Calcolando dunque la variazione del calore ceduto in funzione dell'anticipo è possibile pervenire al valore dell'angolo  $\vartheta^*$  di massima coppia, imponendo la condizione  $dQ_2/d\vartheta = 0$ .

Si può quindi correggere l'assunzione iniziale sostituendo l'angolo  $\vartheta^*$  al valore nullo precedentemente assegnato come angolo di manovella di posizionamento del baricentro della

combustione, in condizioni di coppia massima, e iterare il procedimento; tuttavia si è osservato che il valore dell'angolo  $\vartheta^*$  calcolato con tale metodo non subisce apprezzabili variazioni oltre la seconda iterazione.

Al contempo si determina la quantità  $Q_1-Q_2$  e il calore ceduto nella condizione di coppia massima, in modo da poter calcolare la variazione percentuale della coppia al variare dell'angolo di posizionamento del centro della combustione, come indicato nell'equazione (18), qui riscritta considerando variazioni finite delle grandezze in esame:

$$\frac{\Delta M}{M_{\max}}(\%) = \frac{\Delta(Q_1 - Q_2)}{(Q_1 - Q_2)_{\max}} 100 = - \frac{Q_2(\vartheta) - Q_2(\vartheta^*)}{Q_1(\vartheta^*) - Q_2(\vartheta^*)} 100$$

### 3.2. Determinazione della variazione percentuale della coppia mediante la teoria adiabatica elementare (ciclo Otto)

La variazione percentuale di coppia rispetto a quella massima, determinabile sotto la ipotesi di ciclo Otto, in funzione del posizionamento angolare dell'introduzione di calore isocora, può essere ottenuta come prodotto fra due fattori:

$$\frac{dM}{M_{\max}} = \frac{dM}{M_0} = \frac{dM}{M} \frac{M}{M_0} \quad (19)$$

dove con  $M_0$  si indica la coppia nelle condizioni di fornitura di calore istantaneo al P.M.S., che nel caso attuale coincide con la condizione di coppia massima.

Per il calcolo del primo fattore, ricordando la proporzionalità tra coppia erogata e calore scambiato dal gas durante il ciclo, si può scrivere:

$$\frac{dM}{M} = - \frac{dQ_2}{Q_2} \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} \quad (20)$$

Come risulta evidente dall'espressione canonica del rendimento del ciclo Otto:

$$Q_2 = \frac{Q_1}{\rho^{k-1}} \quad \text{da cui} \quad \frac{dQ_2}{Q_2} = -(k-1) \frac{d\rho}{\rho} \quad (21)$$

inoltre:

$$Q_1 - Q_2 = \eta Q_1 \quad \Rightarrow \quad \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = \eta \rho^{k-1} \quad (22)$$

Sostituendo nella (20) la (21) e la (22) si ricava:

$$\frac{dM}{M} = (k-1) \frac{d\rho}{\rho} \frac{1}{\eta \rho^{k-1}} = (k-1) \frac{d\rho}{\rho} \frac{1}{\rho^{k-1} - 1} \quad (23)$$

Per il calcolo del secondo fattore della (19):

$$\frac{M}{M_0} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_{10} - Q_{20}} = \frac{Q_{10} - Q_2}{Q_{10} - Q_{20}} = \frac{\eta}{\eta_0} = \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{k-1} \frac{\rho^{k-1} - 1}{\rho_0^{k-1} - 1} \quad (24)$$

Sostituendo nella (19) la (23) e la (24) si ottiene infine:

$$\frac{dM}{M_0} = (k-1) \frac{d\rho}{\rho} \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{k-1} \frac{1}{\rho_0^{k-1} - 1} \quad (25)$$

che consente di valutare la variazione di coppia rispetto alla coppia massima al variare dell'angolo di manovella di posizionamento della combustione istantanea nel caso di teoria elementare adiabatica. Si noti che tale funzione risulta indipendente sia dal carico che dalla velocità angolare del motore.

### 3.3. Determinazione della variazione percentuale della coppia sperimentale

Sulla base dei dati di coppia rilevati sperimentalmente, se ne calcola la variazione percentuale rispetto alla coppia massima, con la relazione:

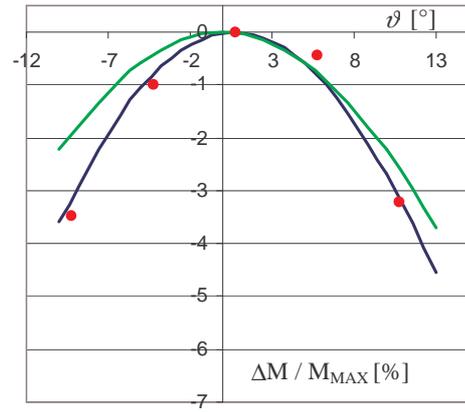
$$\frac{\Delta M}{M_{\max}} (\%) = \frac{M - M_{\max}}{M_{\max}} 100$$

Al fine di rendere tale andamento confrontabile con quelli previsti dal modello e dal ciclo Otto è necessario rappresentarlo in funzione dell'angolo di manovella di posizionamento del baricentro della combustione invece che dell'anticipo di accensione, facendo coincidere le condizioni di coppia massima con l'angolo  $\vartheta^*$ .

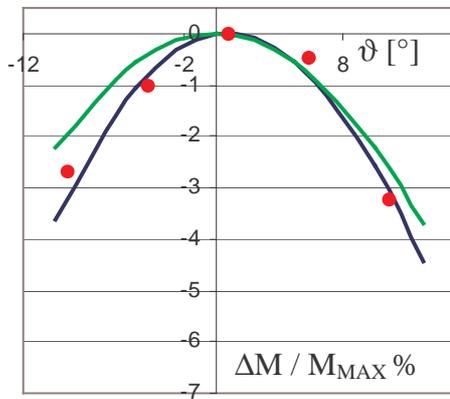
## 4. PRESENTAZIONE DEI RISULTATI.

Nel seguito vengono presentati alcuni risultati delle prove confrontati con le previsioni del modello e con la previsione della teoria elementare basata sul ciclo Otto: nelle figure i punti rappresentano l'esito della sperimentazione, la curva simmetrica rispetto allo zero la previsione del ciclo Otto, la curva asimmetrica la previsione del modello; in ordinate la variazione percentuale di coppia, in ascisse l'angolo di manovella in cui è posizionata la combustione istantanea: angolo 0 = PMS. Il primo diagramma è corredato anche, a titolo d'esempio, della tabella dei valori rilevati.

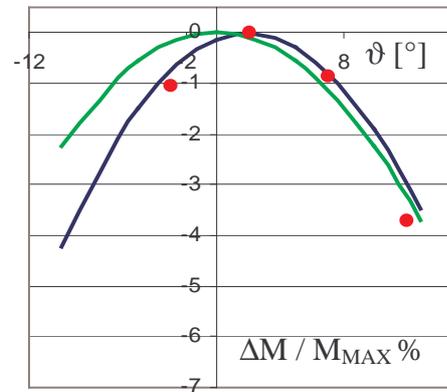
	<b>Anticipo</b> [°]	<b>Coppia</b> [Nm]	<b>T<sub>s</sub></b> [°C]
<b>N [rpm]</b>	-34	49,8	555
1500	-29	51,0	556
<b>T<sub>∞</sub> [K]</b>	-24	51,6	557
320	-19	51,3	559
<b>p<sub>asp</sub> [bar]</b>	-14	49,9	563
0,540	-19	51,3	564
<b>P<sub>∞</sub> [bar]</b>	-24	51,5	562
0,988	-29	51,0	559
	-34	49,7	557



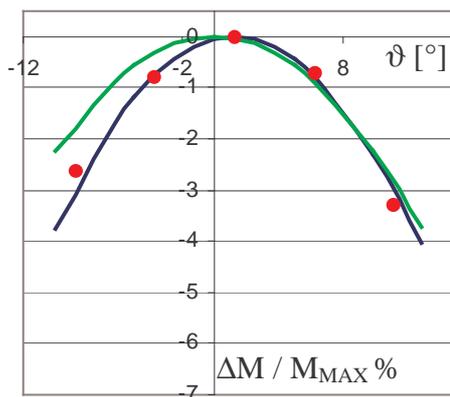
*Carico =  $M / M_{MAX} = 0,4$  - regime 1500 rpm*



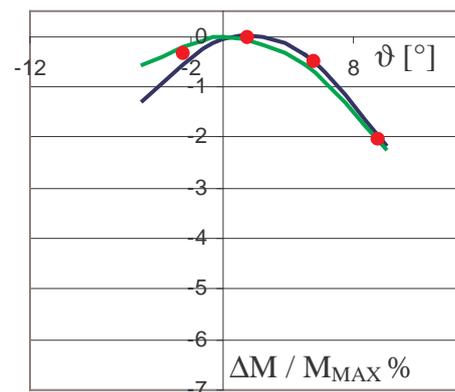
*Carico 0,4 - regime 2000 rpm*



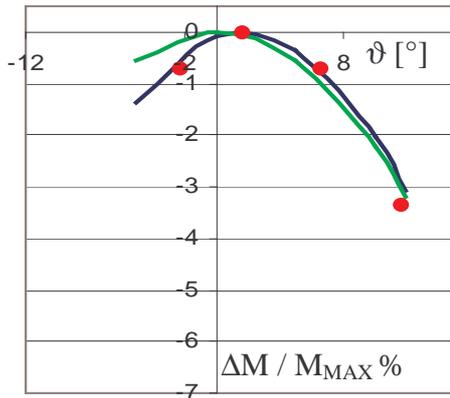
*Carico 0,5 - regime 2000 rpm*



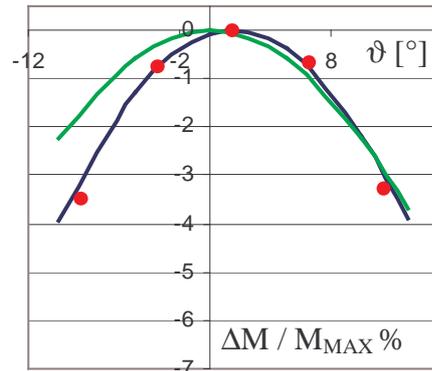
*Carico 0,4 - regime 3000 rpm*



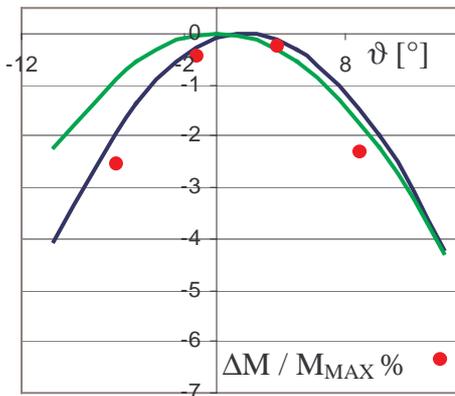
*Carico 0,5 - regime 3500 rpm*



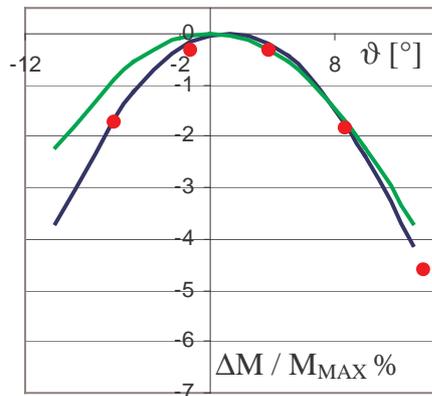
*Carico 0,6 – regime 3000 rpm*



*Pressione aspirazione 0,5 bar  
regime 1500 rpm*



*Pressione aspirazione 0,5 bar  
regime 2000 rpm*



*Pressione aspirazione 0,5 bar  
regime 3000 rpm*

## 5. CONFRONTO SPERIMENTAZIONE-MODELLO SULLE PRESTAZIONI ASSOLUTE OTTENIBILI DAL MOTORE

Si è mostrato come, mediante il modello in esame, sia possibile determinare il ciclo delle temperature partendo dalla misurazione della temperatura dei gas allo scarico e del suo gradiente in funzione dell'angolo di anticipo di accensione (trattazione precedente la (18)).

Un esempio di valutazione quantitativa di tale ciclo per il caso sperimentale di motore funzionante a carico 0.6 e a regime di 3000 rpm è visibile nella Tab. 1 e nella successiva Fig. 7, paragonato alla valutazione ottenuta con la teoria elementare adiabatica (ciclo Otto), che prevede una temperatura iniziale  $T_{\square} < T_A$ : infatti il ciclo Otto di confronto si considera percorso da una miscela di aria, benzina e gas residui nello spazio morto dal ciclo precedente: per la valutazione della massa di quest'ultimi, essi vengono considerati a pressione di 1 bar, come nel caso diabatico, in quanto in entrambi i casi non si tiene conto delle laminazioni attraverso le valvole di scarico, ma alla temperatura finale dell'espansione isoentropica in luogo della temperatura di scarico  $T_S$ , alla quale si approssima la temperatura dei gas residui nello spazio morto nel calcolo con il modello (vedi nota 3).

In Fig. 7 appare chiaramente l'effetto dello scambio termico in espansione, la notevole differenza della temperatura finale di combustione, e l'effetto della variazione di  $c_v$  con la temperatura.

Tab. 1

	<b>n</b> [rpm]	<b>p<sub>∞</sub></b> [bar]	<b>p<sub>asp</sub></b> [bar]	<b>Carico</b> (M/M <sub>MAX</sub> )
	3000	0,988	0,75	0,6
<b>dTs/dϑ</b> [K/rad]	<b>k<sub>AB</sub></b>	<b>m</b>	<b>T<sub>E</sub></b> [K]	<b>c<sub>vAE</sub></b> [kJ/kg K]
92	1,36	1,4	1304	0,818
<b>c</b> [kcal/kg K]	<b>T<sub>A</sub></b> [K]	<b>T<sub>B</sub></b> [K]	<b>T<sub>C</sub></b> [K]	<b>c<sub>vBC</sub></b> [kJ/kg K]
0,307	406	933	3310	0,987

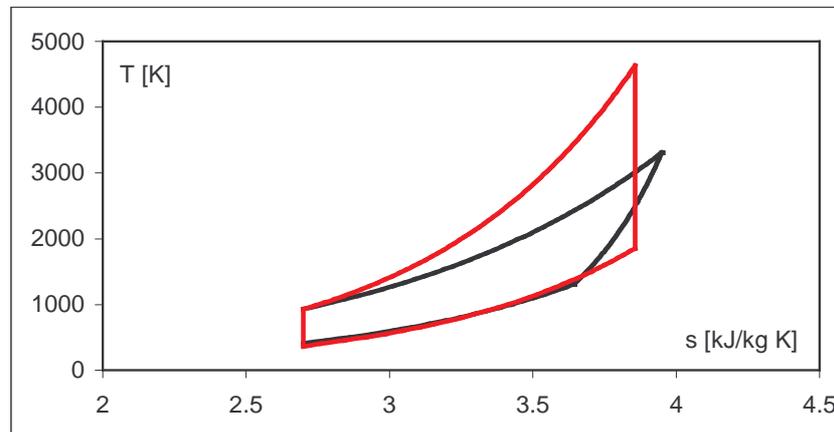


Fig. 7 Ciclo indicato delle temperature

L'area del ciclo risulta notevolmente sovrastimata con la teoria elementare producendo un rendimento del 60%, a fronte di un rendimento reale del motore di circa il 40%, molto prossimo a quello calcolato mediante il modello di 37,4%.

Il modello consente poi di determinare il ciclo delle pressioni e quindi di valutare la coppia motrice da confrontare con quella sperimentale.

La procedura seguita ha preso spunto dall'esame dell'andamento della variazione della temperatura dei gas di scarico  $dT_s/d\vartheta$ , ricavata sperimentalmente.

Sulla base di tali valori sono stati calcolati i cicli delle temperature relativi ai vari casi, ponendosi nelle condizioni di combustione ideale posizionata al P.M.S., avendo osservato che tali condizioni possono essere confuse con quelle di coppia massima, vista l'esiguità del valore dell'angolo  $\vartheta^*$ ; in Tab. 2 sono riportati alcuni risultati ottenuti a pressione di aspirazione costante  $p_{asp}=0,5$  bar:

Tab. 2

n	$k_{AB}$	m	$T_A$	$T_B$	$T_C$	$T_E$
2000	1,36	1,41	398,9	916,6	2441,3	955,8
2500	1,36	1,39	389,4	896,7	2624,9	1072,4
3000	1,37	1,38	379,3	875,3	2632,5	1113,6
3500	1,37	1,38	371,2	858	2815,8	1180,8

Il lavoro massico indicato  $l_i$  ottenuto dal ciclo viene calcolato come differenza fra il lavoro lungo l'espansione CE ed il lavoro lungo la compressione AB:

$$l_i = \int_C^E p dv + \int_A^B p dv = p_E v_E^m \int_C^E v^{-m} dv + p_A v_A^{k_{AB}} \int_A^B v^{-k_{AB}} dv =$$

$$\frac{R'T_E}{m-1} (\rho^{m-1} - 1) - \frac{R'T_A}{k_{AB}-1} (\rho^{k_{AB}-1} - 1) \quad (26)$$

mentre la massa di fluido che partecipa al ciclo viene calcolata come:

$$m = \delta_A V_A = \frac{P_{asp}}{R'T_A} (V + V_{sm}) \quad (27)$$

dove si è indicato con  $V_{sm}$  il volume dello spazio morto. L'ipotesi considerata è che la quantità di fluido che partecipa al ciclo sia pari alla massa che può occupare il volume disponibile all'interno del cilindro al termine della fase di aspirazione, alla pressione  $p_{asp}$  (si trascurano le laminazioni nelle valvole di aspirazione) e alla temperatura di inizio compressione  $T_A$ .

Un metodo rivelatosi più preciso per valutare la massa di fluido presente, adottato in Fig. 8 per i punti "modello" a 2500 e 3000 rpm, consiste nella misura diretta della portata di benzina e della dosatura di funzionamento.

Analogamente, per la determinazione del lavoro  $l_i$  nel caso adiabatico (ciclo Otto), si utilizza l'equazione (26) per la valutazione, inserendo i valori delle temperature relative al ciclo Otto e  $m = k_{AB} = k = 1.4$

Il valore della coppia viene quindi calcolato come prodotto del lavoro massico per la massa presente nel cilindro, rapportato alla durata angolare di un ciclo ( $4\pi$ ); i risultati così ottenuti sono confrontati con i rilievi sperimentali in Fig. 8. Appare evidente come il modello esposto consenta di ottenere valori di coppia molto prossimi a quelli sperimentali. Infine in Fig. 9 si mostra un confronto fra valori di coppia ottenibili con i due modelli teorici e sperimentalmente al variare dell'anticipo di accensione. Si può notare che il valore medio della coppia calcolata mediante il ciclo Otto risulta assolutamente diverso rispetto a quello realmente erogato dal motore: ciò mostra come l'attendibilità della previsione del modello adiabatico (ciclo Otto) sia soddisfacente per prevedere le variazioni percentuali (vedi figure paragrafo 4), ma non per la previsione della variazione assoluta, bene prevista invece dal modello qui proposto.

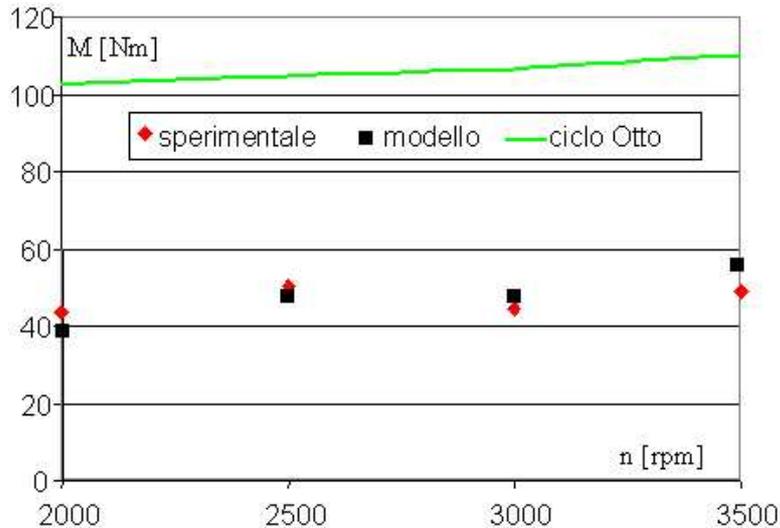


Fig. 8 Confronto tra coppia prevista mediante il modello, adiabatica e misurata.

## 6. CONCLUSIONI

Il problema della valutazione sperimentale ovvero della previsione del ciclo indicato delle pressioni in un motore alternativo ha interessato gli studiosi del settore fin dalla comparsa sulla scena tecnica del motore stesso. Oggi tale problematica riscuote un nuovo interesse soprattutto nell'ottica di costituire una sorgente di informazioni per gli apparati automatici di controllo.

- Il modello qui proposto consente di valutare un ciclo indicato di pressione e di temperatura per via analitica partendo dal rilievo sperimentale della sola temperatura media dei gas di scarico e del relativo gradiente in funzione della variazione dell'anticipo di accensione.

Disponendo di un'apparecchiatura sperimentale di rilievo diretto della pressione istantanea nel cilindro, manipolabile elettronicamente, è oggi certamente possibile la misura diretta di tale ciclo di lavoro: si tratta tuttavia di acquisire in tempo reale valori istantanei di pressione correttamente fasati rispetto all'angolo di manovella, con incertezza sperimentale sicuramente superiore alla misura della temperatura media dei gas allo scarico.

- Il modello proposto ha il vantaggio di determinare il ciclo delle temperature non entrando nel merito dei fenomeni connessi con la combustione, quali ad esempio scambi termici e dissociazione.

Voler tenere conto di tali fenomeni comporterebbe inevitabilmente l'adozione di modelli sofisticati; la teoria esposta permette invece di valutare la temperatura di fine compressione  $T_B$  e di fine combustione  $T_C$  rispettivamente a partire dalla misura sperimentale delle temperature medie nel tempo dell'aria aspirata e dei gas di scarico. In questo modo si tiene implicitamente conto di come si è svolta la combustione, senza dover avanzare alcuna ipotesi.

- Il modello consente inoltre di prevedere la variazione della coppia motrice all'albero al variare dell'anticipo di accensione, in base alla misura sperimentale della temperatura media allo scarico: queste previsioni risultano molto più aderenti ai risultati sperimentali di quelle che si possono ottenere con la teoria elementare

adiabatica, che comunque risulta più che sufficiente in termini percentuali, ed in accordo con i risultati sperimentali presenti in bibliografia (Heywood, 1988); questa variazione risulta inferiore all'1% in un intorno di più o meno 5° rispetto all'angolo di coppia massima.

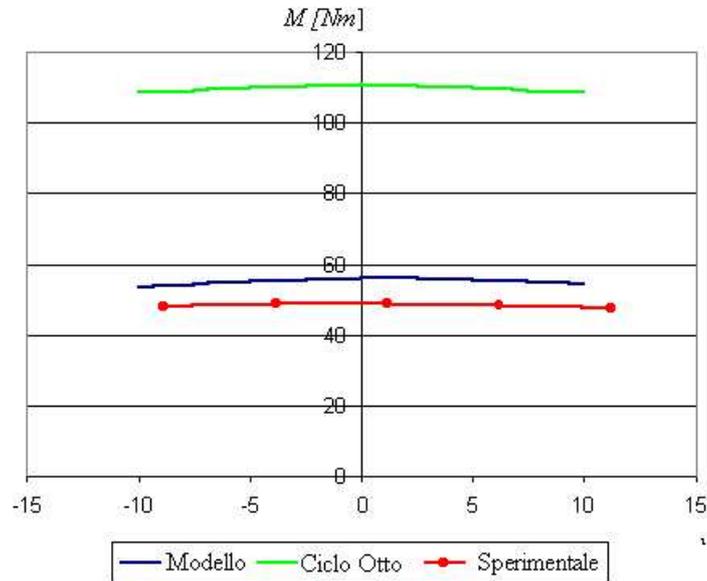


Fig. 9 Confronto delle prestazioni (3500 rpm)

- Il calcolo dell'angolo di manovella di posizionamento del baricentro della combustione relativo alle condizioni di coppia massima  $\vartheta^*$ , ha indicato valori dell'ordine di 1° in ritardo rispetto al P.M.S. Si può quindi affermare che confondere l'angolo di posizionamento della combustione istantanea corrispondente alla massima coppia con il P.M.S., assunzione ovviamente implicita nell'approccio adiabatico, è più che accettabile. Inoltre una ricerca accurata dell'angolo di posizionamento del baricentro della combustione non risulta giustificata considerata la modesta entità di variazione di coppia in un intorno discretamente ampio dell'angolo di coppia massima.
- La previsione di coppia motrice erogabile dal motore con il modello proposto, infine, è soddisfacente ( V. Fig. 9) e raggiunge una precisione paragonabile a quella ottenibile con modelli sofisticati, con un onere sperimentale di validazione affatto modesto.

#### ELENCO DEI SIMBOLI

$c$	capacità termica massica
$c_p$	capacità termica massica a pressione costante
$c_v$	capacità termica massica a volume costante
$H_i$	potere calorifico inferiore
$k$	esponente dell'isoentropica
$l$	lunghezza di biella

$L_i$	lavoro indicato
$m$	esponente della politropica di espansione
$m_0$	esponente della politropica di espansione con combustione posizionata al P.M.S.
$m_a$	massa di aria
$m_c$	massa di combustibile
$m_{\infty A}$	massa di fluido presente mediamente nel cilindro durante la fase di aspirazione
$m_{CE}$	massa di fluido presente nel cilindro durante la fase di espansione
$m_E$	massa di fluido presente nel cilindro al termine dell'espansione
$m_{tot}$	massa totale di fluido
$\dot{m}_c$	portata di combustibile
$M$	coppia
$M_0$	coppia massima
$n$	velocità angolare dell'albero motore
$p$	pressione
$P_e$	potenza effettiva
$p_{me}$	pressione media effettiva
$p_{mi}$	pressione media indicata
$q$	calore massico
$Q$	calore
$Q_1$	calore fornito al ciclo
$Q_{10}$	calore fornito durante la combustione al P.M.S.
$Q_2$	calore ceduto all'ambiente
$Q_{20}$	calore ceduto dal gas durante un ciclo con fornitura di calore al P.M.S.
$r$	raggio di manovella
$R'$	costante del gas aria
$s$	entropia
$S$	superficie
$t$	tempo
$T$	temperatura assoluta
$v$	volume massico
$V$	cilindrata
$x$	freccia dello stantuffo riferita al P.M.S.
$x_0$	distanza dello stantuffo dalla testa del cilindro al P.M.S.
$y$	freccia dello stantuffo riferita alla testa del cilindro
$\alpha$	dosatura
$\delta$	densità
$\phi$	alesaggio
$\eta$	rendimento
$\varphi$	rapporto fra la temperatura di un punto del ciclo e quella del punto A
$\lambda$	allungamento del manovellismo = $r/l$

$\lambda_v$	coefficiente di riempimento
$\vartheta$	angolo di manovella dopo il P.M.S. (A.T.D.C.)
$\vartheta^*$	angolo di posizionamento della combustione istantanea di coppia massima
$\vartheta_s$	angolo di anticipo di apertura della valvola di scarico
$\rho$	rapporto di compressione/espansione
$\rho_{eff}$	rapporto di espansione effettivo
$\rho_0$	rapporto di espansione massimo
$\omega$	velocità angolare

## PEDICI

p	parete
tot	totale
P.M.I.	punto morto inferiore
P.M.S.	punto morto superiore
<i>max</i>	massimo
<i>min</i>	minimo
sm	spazio morto
<i>A</i>	<i>punto di fine aspirazione e inizio compressione</i>
<i>B</i>	<i>punto di fine compressione e inizio fornitura di calore <math>Q_1</math></i>
<i>C</i>	<i>punto di fine fornitura di calore <math>Q_1</math> e inizio espansione</i>
<i>D</i>	<i>punto di fine espansione e inizio sottrazione di calore (caso adiabatico)</i>
<i>E</i>	<i>punto di fine espansione (caso diabatico)</i>
<i>F</i>	<i>punto di fine scarico spontaneo e inizio scarico forzato</i>
<i>S</i>	<i>punto di fine scarico forzato</i>
asp	ambiente di aspirazione
$\infty$	ambiente esterno

## **BIBLIOGRAFIA**

Ferguson C.R. ;Kirkpatrick A.T. "Internal Combustion Engines" Appl. Thermosciences, John Wiley e Sons Inc. 2001

Ramos J.I. " Internal Combustion Engine Modelling" Hemisphere Publishing Corp. New York, 1989

Beccari A.; Caputo C. " Motori termici volumetrici" UTET, Torino 1987

Heywood J. B., "Internal combustion engine fundamental", Automotive technology series, McGraw-Hill, 1988.

Horlock F.R.S. and Winterbone D.E. "The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal Combustion Engines" Clarendon Press- Oxford 1986

Arsie I., Pianese C., Rizzo G., "Models for the prediction of performance and emissions in a spark ignition engine – a sequentially structured approach", SAE paper 980779

Paljoo Yoon, Seungbum Park, Myoungho Sunwoo, Inyong Ohm, Kum Jung Yoon, "Closed-Loop Control of Spark Advance and Air-Fuel Ratio in SI Engines Using Cylinder Pressure" SAE paper 2000-01-0933

Leonhardt S., Müller N., Iserman R., "Methods for engine supervision and control based on cylinder pressure information", IEEE/ASME Trans. On Mechatronics, Vol.4, N° 3, September 1999

Eriksson L., "Spark advance modelling and control", Linköping Studies in Science and Technology. Dissertation N° 580, 1999, [www.vehicular.isy.liu.se](http://www.vehicular.isy.liu.se)

## **SUMMARY**

Nowadays mathematical and thermodynamic models are widely used for engine performance prevision. This models provide useful information and determine the fluid state during the process by means of its pressure and temperature; advanced three-dimensional models also furnish the flow field. All this models need to be validated through experimentation, in order to give accurate and fault safe information. In this work the authors present a simple model for the spark ignition engine performances prevision which, unlike thermodynamic models, go without engine pressure or temperature cycles for calibration, but rather requires the measure of medium exhaust gas temperature.

The model presented permits the evaluation of single parameter influence on engine performances, since it has a closed structure, with explicit functions and variables. The experimental tests carried out on the engine test bed, equipped with a Renault series production engine, allowed to compare measured torque with model predicted one; the results demonstrate the model to be suitable for fast and sufficiently accurate previsions.