

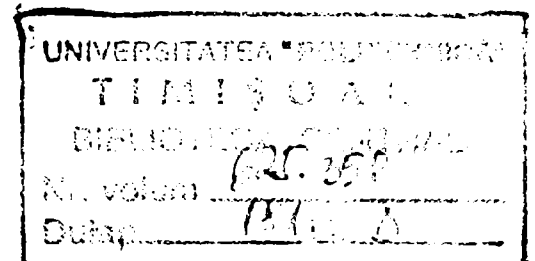
UNIVERSITATEA POLITEHNICA TIMIȘOARA
FACULTATEA DE MECANICĂ

ING. SORIN HOLOTESCU

TEZĂ DE DOCTORAT

**Cercetări privind simularea
numerică a funcționării
motoarelor cu ardere internă**

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA



Conducător științific:
Prof. Dr. Ing.

VIRGILIU DAN NEGREA

Timișoara, 1999

Doresc să fac cunoscute mulțumirile mele cele mai sincere, tuturor celor care au contribuit direct sau indirect la formarea mea, influențând în sens pozitiv drumul parcurs până la susținerea prezentei teze de doctorat. Tuturor profesorilor mei, de la Facultatea de Aeronave a Universității Politehnice din București, celor de la Facultatea de Matematică a Universității din București, colegilor din institutele de cercetare în care am lucrat (INCREST, INMT), colaboratorilor din întreprinderile din domeniu (UCM Reșița, Aerostar Bacău, Roman SA Brașov) colegilor din Catedra TMT-AR a Universității Politehnica Timișoara, calde mulțumiri. Se cuvine să mulțumesc în special domnilor: Gruia Dan și Tudora Ion de la UCM Reșița, care, cu profesionalism și seriozitate, mi-au oferit posibilitatea de a-mi verifica cercetările din domeniu; domnului Stoica Virgil, care m-a ajutat nemijlocit la realizarea părții experimentale și grafice; domnilor Bozan Gheorghe și Bozan Cristian pentru ajutorul acordat la finalizarea standului de probe și colegilor mei de studenție Pal Anton și Iuliu Radu Covaci, care m-au sprijinit în eforturile mele de documentare.

Un aport deosebit la realizarea prezentei teze îl are domnul prof. dr. ing. Virgiliu Dan Negrea, care pe lângă îndrumarea directă acordată pentru documentarea și realizarea lucrării, prin prietenie și înțelegere a reușit să mă facă să depășesc cu bine momentele dificile. Prin dânsul consider că trebuie să mulțumesc și domnului prof. dr. H. Pucher de la Universitatea Tehnică din Berlin, care a sprijinit și sprijină eforturile noastre din domeniul comun de cercetare.

Sorin Holotescu

Timișoara, 1999

Cap. 1. Introducere	4
1.1 Importanța procedeeleor de simulare numerică a funcționării motoarelor cu ardere internă	4
1.2 Scopul și prezentarea lucrării	5
Cap. 2. Stadiul actual al cercetărilor privind modelarea combustiei amestecurilor eterogene	10
2.1. Generalități privind fenomenul de pulverizare	10
2.2. Injecția în mediu gazos stagnant	11
2.3. Rezultate ale teoriei lui Levich-Hiroyasu privind geneza norului de picături	16
2.4. Descrierea comportării fazei gazoase	20
2.4.1. Forma diferențială a ecuațiilor de conservare pentru faza gazoasă	20
2.4.2. Formularea integro-diferențială a ecuațiilor constitutive	22
2.5. Modelarea evoluției norului de picături	24
2.5.1. Model Xie pentru norul de combustibil	24
2.5.2. Descrierea evoluției norului de picături pe baza ecuației de determinare a funcției de distribuție	25
2.6. Modelarea spargerii, ciocnirii și fuziunii picăturilor	29
2.6.1. Spargerea fazei lichide	31
2.6.2. Ciocnirea și fuziunea picăturilor	32
2.6.3. Lovirea peretelui	33
2.7. Modelarea proceselor de ardere	34
2.7.1. Cinetica inițierii arderii	34
2.7.2. Propagarea frontului de flacără	35
2.8. Asupra principiilor de discretizare și rezolvare numerică a modelelor multidimensionale	38
Cap. 3. Bazele teoretice ale programului DYN de simulare a ciclului real la motoarele Diesel turbosupraalimentate echipate cu răcitor intermediar	41
3.1 Calculul ciclului real din cilindru	43
3.2 Calculul elementelor geometrice ce variază în timpul funcționării motorului	51
3.3 Sistemul de evacuare	53
3.4 Sistemul de admisiune	56
3.5 Grupul de turbosupraalimentare	58
3.6 Sistemul motor - consumator	61
3.7 Asupra posibilităților oferite de programul de calcul DYN	64
Cap. 4. Aspecte privind utilizarea legilor formale de degajare a căldurii la simularea proceselor de ardere	69
4.1 Interpretarea legii de degajare a căldurii din programul de calcul DYN	69
4.2 Legile formale de degajare a căldurii de tip Wiebe - cazuri particulare ale metodei Weibull	70
4.2.1 Formalismul matematic al metodei Weibull	71

4.2.2. Legile formale de degajare a căldurii de tip Wiebe ca rezultate particulare ale metodei Weibull	73
4.3. Evaluarea parametrilor legilor de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I.	76
Cap. 5. Modelarea arderii norului de picături pe baza evaluării variațiilor diametrelor picăturilor în procesul de combustie	78
5.1. Legea de distribuție a picăturilor în nor	81
5.2 Arderea norului de picături	85
5.3 Determinarea numărului de picături	88
5.4 Evoluția legii de distribuție pe parcursul arderii norului și determinarea legii de degajare a căldurii, cuantificată prin masa arsă în unitatea de timp	89
5.5 Determinarea momentului de început al arderii prin cuantificarea timpului fizic necesar genezei norului de picături și atingerii condițiilor paracritice pentru parametri fazei gazoase	91
Cap. 6. Modelarea funcționării sistemului pompă-injector	97
6.1 Modelul camerei injectorului	97
6.2 Modelul pompă-injector	103
6.3 Asupra programului de calcul de simulare a funcționării sistemului pompă-injector	105
6.4 Interpretări ale relațiilor lui Levich-Hiroyasu	110
Cap. 7. Algoritm pentru evaluarea parametrilor legii de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I, prin simularea ciclului real pe baza modelului de ardere a norului de picături	112
7.1. Evaluarea parametrului de eficiență în cazul motorului Diesel	113
7.2. Program de evaluare a parametrilor termogazodinamici ai fluidului de lucru pe perioada de înaltă presiune prin utilizarea legii formale de degajare a căldurii Wiebe de ordinul I	116
7.3. Program pentru calculul ciclului real pe baza modelului de ardere a norului de picături	119
7.4. Calculul ciclului real al unui motor monocilindric cu utilizarea metodei umplerii și golirii	122
7.5. Metodologie de evaluare a parametrilor legilor de degajare a căldurii de tip Wiebe	123
Cap. 8. Cercetări experimentale privind caracterizarea funcționării sistemului pompă - injector	125
Cap. 9. Rezultate ale simulărilor numerice privind funcționarea sistemului pompă-injector și interpretarea acestora în raport cu datele experimentale	132
Cap. 10. Cercetări experimentale privind caracterizarea ciclului real de funcționare a motoarelor Diesel M511 și 12 R 251	150

Cap. 11. Experimente numerice privind simularea ciclului real și compararea rezultatelor cu cele măsurate	163
Cap. 12. Concluzii generale și contribuții personale	171
12.1 Contribuții personale	174
BIBLIOGRAFIE	177

soluția constructivă optimă fiind aleasă încă din faza de proiectare, experimentele fiind necesare doar pentru validarea predicțiilor calculelor. Este de remarcat că aceste predicții, numite teoretice, se bazează, în cele mai multe cazuri, și pe o vastă bază de date experimentale obținută pentru motoare din aceeași familie sau clasă, astfel că din ce în ce mai rar predicțiile calculelor sunt contrazise de experiment. Desigur că întotdeauna ultimul cuvânt îl are experimentul. Grija pentru utilizarea metodelor experimentale adecvate, pentru prelucrarea cu acuratețe a datelor experimentale și - nu în ultimul rând - pentru o prezentare cât mai sugestivă a făcut ca acestea să se dezvolte și să se diversifice odată cu progresul științelor fundamentale și cu apariția posibilității culegerii și prelucrării automate a datelor experimentale pe calculator.

Metodele teoretice de evaluare a ciclului real s-au dezvoltat în special în ultimii 25 de ani - odată cu apariția și perfecționarea calculatoarelor electronice - și constau în utilizarea metodelor numerice de rezolvare a sistemelor complexe de ecuații ce descriu fenomenele reale ce guvernează funcționarea m.a.i. Funcție de gradul de cunoaștere al diverselor procese ce concură la descrierea ciclului real, de cele mai multe ori se apelează la simplificarea ecuațiilor prin utilizarea unor modelări analitice sau semianalitice. În prezent există pachete de programe, bazate pe modele multidimensionale, ce pot fi aplicate la toate tipurile de motoare cu ardere internă, cum ar fi programul FIRE sau pachetul de programe KIVA II (având structura hard special concepută pentru a facilita simularea evoluțiilor multiplilor parametri ce intervin în descrierea proceselor fizico-chimice reale) care permite simularea evoluțiilor fenomenelor tranzitorii, multi-dimensionale ce intervin practic în orice proces fizico-chimic real. Ținând cont de prețurile prohibitive ale programelor de firmă, elaborarea de programe specializate proprii de simulare a ciclului real, chiar bazate pe modelul termodinamic fenomenologic (zerodimensional) relativ simplu, prezintă un interes deosebit mai ales în cazul problemei stabilirii soluției energetice optime.

1.2 Scopul și prezentarea lucrării

Lucrarea de față își propune să ofere posibilitatea evaluării legilor de degajare a căldurii pentru motoarele Diesel, cu ajutorul unui model original de cuantificare a arderii norului de picături, cu luarea în considerare a majorității factorilor ce influențează

evoluția acestuia. Modelul este bazat pe rezultatele teoretice și experimentale ale lui Hiroyasu și Levich cu privire la geneza și evoluția norului de picături, pe rezultatele lui Kamimoto privind evaluarea diametrului mediu Sauter la injectoarele mecanice, pe teoria lui Tanasawa cu privire la legile ce cuantifică repartitia dimensională a picăturilor, rezultate unanim acceptate de comunitatea științifică internațională, și este coroborat cu o abordare proprie, simplificată, a procesului de ardere.

O aplicație imediată a rezultatelor acestui model este evaluarea coeficienților ce determină legile formale de degajare a căldurii (legi utilizate pentru cuantificarea arderii în programele de simulare a funcționării în regim dinamic a complexului motor-turbosuflantă-răcitor intermediar) în cazul în care nu sunt disponibile date experimentale.

În capitolul 2 se face o trecere în revistă a principalelor rezultate experimentale și teoretice, existente în literatura de specialitate, cu privire la studiul jeturilor de combustibil, respectiv cu privire la combustia amestecurilor eterogene. Se prezintă aspecte privind geneza și evoluția norului de picături (spargerea jetului de lichid, ciocnirea și fuziunea picăturilor, lovirea peretelui). Capitolul cuprinde și formulări matematice ale proceselor ce intervin în combustia amestecurilor eterogene (curgere turbulentă, influențe între faza lichidă și cea gazoasă (evoluția norului de picături), reacții chimice, propagarea flăcării), încheindu-se cu prezentarea modului în care se poate realiza discretizarea și rezolvarea numerică a modelelor multidimensionale.

Capitolul 3 cuprinde prezentarea bazelor teoretice ale programului DYN de simulare a funcționării motoarelor Diesel cu răcitor intermediar turbosupraalimentate. El a fost dezvoltat sub directă îndrumare a domnului prof.dr.ing.V.D.Negrea, rezultatele obținute în activitatea noastră de cercetare, cuprinzând studii asupra motoarelor Diesel românești: 12-R-251, 392-L4-DT(I), 1230-L6-DT(I), motivând eforturile de a-l dezvolta. Principalul neajuns cu privire la utilizarea programului DYN îl reprezintă dependența de date experimentale, necesare la acordarea legii de degajare a căldurii. Deși este bazat pe un model termodinamic (zerodimensional), în cazul în care se dorește stabilirea unei formule energetice optime pentru un anumit motor programul DYN este un instrument deosebit de eficace.

Este criticabilă utilizarea în programul DYN a legii de degajare a căldurii Vibe (Wiebe) de ordinul întâi pentru simularea proceselor de ardere, știut fiind faptul că

pentru motoarele Diesel este recomandată legea Vibe de ordinul doi, care evidențiază cele două faze principale ale arderii (arderea amestecurilor preformate, respectiv arderea difuzivă). Acest fapt ne-a determinat să analizăm modul în care s-a ajuns la obținerea formelor legilor de degajare a căldurii de tip Wiebe (Vibe). Cercetările efectuate ne-au condus la concluzia că legile de degajare a căldurii de tip Wiebe sunt rezultatul aplicării metodei Weibull, ele reprezentând o evaluare a trendului evoluției legii reale de degajare a căldurii. Acest fapt este prezentat în capitolul patru, împreună cu unele justificări cu privire la utilizarea, pentru simularea funcționării dinamice a motoarelor Diesel turbosupraalimentate și la unele motoare nesupraalimentate, a legii de degajare a căldurii Wiebe de ordinul I. Capitolul 4 mai cuprinde prezentarea succintă a modului de determinare a parametrilor ce definesc legea de degajare a căldurii.

Dificultățile legate de obținerea datelor experimentale necesare acordării legii de degajare a căldurii - datorate în principal unei dotări materiale minime a producătorilor români de motoare - și necesitatea dezvoltării familiilor de motoare existente au condus la abordarea problematicii legate de evaluarea legii de degajare a căldurii pe baza modelului arderii norului de picături prezentat în capitolul 5. Bazat pe ipoteza omogenității fizice și chimice a fluidului de lucru acest model se încadrează în clasa modelelor termodinamice fenomenologice (zerodimensionale)

Modelul arderii norului de picături cuprinde cuantificarea legii de distribuție dimensională a picăturilor în nor (pe baza unei funcții de repartiție obținută prin prelucrarea legii de repartiție Tanasawa relativ la diametrul mediu Sauter, funcție ce conține - ca un caz particular - distribuția Nukiyama-Tanasawa), un submodel de ardere picăturilor în nor, unul de evaluare a evoluției legii de distribuție pe parcursul arderii, respectiv unul de evaluare a întârzierii la autoaprindere pe baza unor considerente de ordin fizic. Pentru a putea fi aplicat, este necesară cunoașterea modului de funcționare a sistemului pompă-injector în paralel cu modificarea parametrilor fluidului de lucru din cilindrul motorului. Acest fapt a condus la elaborarea unei proceduri de simulare a funcționării sistemului pompă-injector, concretizate în programul de calcul INPOSER, prezentat în capitolul 6. Prin utilizarea acestui program se obține caracterizarea tranșelor de combustibil prin aplicarea relațiilor lui Levich-Hiroyasu-Kamimoto rezultând diametrul mediu Sauter, timpul de spargere și viteza norului de picături necesare modelului de ardere.

În capitolul 7 se prezintă un algoritm original, aplicabil pentru determinarea parametrilor legii de degajare a căldurii Wiebe (Vibe) de ordinul I, pentru utilizarea căruia s-a realizat un pachet de programe de simulare a ciclului real compus din programele: PROMIWIW (de simulare a ciclului real pe partea de înaltă presiune cu utilizarea legii Wiebe), PROMIPIW (ce are aceleași posibilități ca programul PROMIWIW dar utilizează modelul cu picături pentru caracterizarea arderii), DIPROW (de simulare a întregului ciclu, inclusiv a evoluțiilor parametrilor din rezervoare cu utilizarea legii Wiebe) și programul DIPROM (ce permite simularea funcționării și în regim dinamic a unui motor monocilindric, cu utilizarea modelului de ardere a norului de picături).

În capitolul 8 se prezintă rezultatele experimentale obținute pentru caracterizarea funcționării sistemului pompă-injector și modul de realizare a măsurătorilor (ce constau din determinarea dozei ciclice și a variației presiunii în conducta de înaltă presiune). Sunt luate în considerare două sisteme de injecție, cel aferent motorului ALCO 12R251 respectiv cel aferent motorului M511.

Capitolul 9 cuprinde rezultatele simulărilor numerice ale funcționării sistemelor pompă-injector studiate și interpretarea acestora în raport cu datele experimentale. Se prezintă, comparativ cu rezultatele măsurătorilor, curbele de variație a debitului funcție de cursa utilă a pistonului pompei pentru diverse turații, respectiv curbele de variație a presiunii din conducta de înaltă presiune.

În capitolul 10 se prezintă standul de probe realizat pentru caracterizarea funcționării motorului M511, stand dotat cu un sistem de achiziții ce permite înregistrarea simultană a variațiilor de presiune din motor, din conducta de înaltă presiune a sistemului de injecție, precum și a poziției arborelui cotit față de punctul mort interior. Capitolul mai cuprinde prezentarea rezultatelor măsurătorilor pentru cazurile avute în vedere. Sunt expuse de asemenea și rezultate ale măsurătorilor efectuate la U.C.M. Reșița cu privire la motorul ALCO 12R251.

Capitolul 11 cuprinde rezultatele obținute prin simularea numerică a ciclului real pe baza modelului norului de picături pentru cele două motoare M511 și ALCO pentru regimurile studiate, precum și compararea acestora cu măsurătorile experimentale.

Lucrarea continuă cu capitolul 12, cuprinzând concluziile cercetărilor efectuate, contribuțiile personale și posibilitățile de dezvoltare ulterioară a modelelor de calcul elaborate, încheindu-se cu prezentarea selectivă a bibliografiei consultate.

Cap. 2. Stadiul actual al cercetărilor privind modelarea combustiei amestecurilor eterogene

Capitolul sintetizează principalele rezultate experimentale prezentate în literatura de specialitate. rezultate exprimate prin relațiile lui Levich-Hiroyasu cu privire la formarea jetului (norului) de picături rezultat în urma injectiei de carburant lichid într-un mediu stagnant. Se tratează modul în care se poate evalua dinamica jetului (geneza, spargerea, fuziunea picăturilor).

Sunt prezentate ecuațiile de conservare ce guvernează curgerea în regim tranzitoriu (cu luarea în considerare a turbulenței) a amestecurilor eterogene (gaz-lichid) în cazul general, atât sub forma diferențială cât și sub forma integrodiferențială, evidențiindu-se modul în care poate fi modelată interacțiunea celor două faze, concomitent cu desfășurarea unor reacții chimice.

De asemenea se prezintă pe scurt câteva aspecte privind cinetica inițierii arderii, propagarea frontului de flacără precum și o modalitate în care pot fi transformate ecuațiile constitutive pentru a putea fi soluționate pe cale numerică.

2.1. Generalități privind fenomenul de pulverizare

Dispersia fazei lichide, sub forma unui jet de picături și vapori , în mediul gazos înconjurător, este determinantă pentru cuantificarea corectă a transferului de masă și energie între cele două faze în ipoteza existenței reacțiilor chimice, caz întâlnit în majoritatea aplicațiilor practice.

Mecanismele fundamentale ale pulverizării, fenomen ce surprinde aspectele amintite mai sus, sunt studiate teoretic și experimental de mai bine de un secol. Sinteze privind pulverizarea lichidelor în atmosferă gazoasă au fost elaborate printre alții de : McCarthy și Molloy, Reitz și Bracco, H. Hiroyasu sau Hsiang și Faeth. În ciuda importanței fe-

nomenului de pulverizare, mecanismele ce-l guvernează, în special mecanismul de spargere a fazei lichide, nu sunt încă bine înțelese, chiar pentru cazul simplu al injecției la presiune constantă printr-un singur orificiu într-un mediu gazos aflat în repaus. Acest tip de injecție, caracterizat prin forma conică a norului de picături (sprayului), este cel mai cunoscut, dar, chiar și în acest caz simplu există incertitudini privind structura internă a norului de picături (cazul sprayurilor dense la care măsurătorile experimentale sunt dificile).

Existența unui câmp de viteze nenul în mediul gazos în care se injectează lichidul, influențează formarea norului de picături datorită distorsiunilor suplimentare ce apar la faza lichidă. Studiile cu privire la acest aspect sunt încă nefinalizate.^(4,5)

2.2. Injecția în mediu gazos stagnant

Acest caz este cel mai des prezentat în literatură. În Fig. 1 sunt ilustrate cele patru tipuri de spargere a fazei lichide identificate până în prezent, corespunzând diferitelor combinații între : inerția lichidului, tensiunile superficiale și forțele aerodinamice ce acționează asupra fazei lichide. Ele au fost denumite astfel :

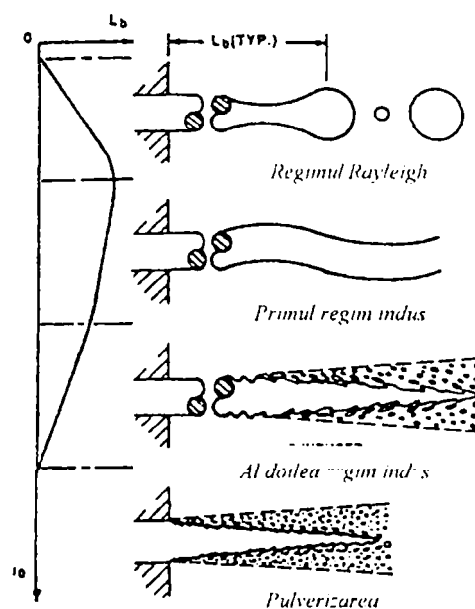


Fig. 1 - Regimuri de spargere a jetului

L_b - distanța de la care începe spargerea

u_0 - viteza de injecție

1 - Regimul Rayleigh - Diametrul picăturilor este mai mare decât cel al ajutorajului, spargerea jetului lichid are loc la o distanță egală cu mai multe diametre ale ajutorajului.

2 - Primul mod de schimbare indus de forțele aerodinamice - Diametrul picăturilor este apropiat diametrului ajutorajului, spargerea jetului de lichid are loc la o distanță egală cu mai multe diametre ale ajutorajului.

3 - Al doilea mod de schimbare indus de forțele aerodinamice - Diametrul picăturilor este mai mic decât diametrul ajutorajului, spargerea jetului începe la o anumită distanță de ieșirea din ajutoraj.

4 - Pulverizarea - Diametrul picăturilor este mult mai mic decât cel al ajutorajului, spargerea jetului de lichid începe la ieșirea din ajutoraj.

Trebuie subliniat faptul că există anumite confuzii asupra distanței de spargere a jetului, de exemplu : Haenlein⁽⁷⁰⁾ afirmă că distanța de spargere a jetului crește odată cu creșterea vitezei jetului reducându-se brusc la zero, McCarthy și Molloy⁽⁶⁶⁾ afirmă că distanța de spargere crește continuu cu viteza jetului. Mai recent Hiroyasu⁽⁶⁾ și colaboratorii săi au descoperit comportări nemonotone ale distanței de spargere a jetului relativ la viteza lui. Aceste anomalii aparente sunt asociate cu schimbările ce au loc în interiorul ajutorajului odată cu creșterea vitezei jetului, cum ar fi apariția fenomenelor de cavitație, schimbări direct legate de geometria ajutorajului. Cercetările privind influența geometriei ajutorajului asupra distanței de spargere a jetului sunt încă nefinalizate. Efectele geometriei ajutorajului sunt foarte importante în special la jeturile de mare viteză. De exemplu în cazul aplicațiilor legate de tăierea materialelor cu jet de lichid, jetul nu se sparge decât la o distanță apreciabilă de ieșirea din ajutoraj, pe de altă parte în cazul injectoarelor de la motoarele Diesel moderne, spargerea jetului debutează foarte aproape de ieșirea din ajutoraj.

În literatură apar câteva criterii semiempirice care permit încadrarea în tipurile de spargere a fazei lichide ținând cont de condițiile inițiale specifice ce definesc jetul. Un criteriu simplu, care permite predicția atingerii regimului de pulverizare (de interes în cazul motoarelor Diesel), dar care nu ține cont de geometria ajutorajului și nici de viteza gazului, este criteriul lui Miesse⁽⁷²⁾ bazat pe numărul Z al lui Ohnesorge , dat de :

$$Z = 100 \mathbf{Re}_l^{-0.92}$$

$$Z = \frac{\mu_l}{(\rho_l d_0 \sigma)^{0.5}} \quad (1)$$

Raportul dintre forța de inerție și tensiunea superficială (forța de suprafață) exprimat prin numărul lui Weber, We , oferă posibilitatea delimitării pe bază de relații a regimurilor de spargere a jetului amintițe. Astfel Ranz⁽⁷³⁾ afirmă că pentru:

$$We_L > 8 \quad \text{și} \quad We_g < 1.2 + 3.41 Z^{0.9} \quad (2)$$

apare regimul Rayleigh de spargere, pentru :

$$1.2 + 3.41 Z^{0.9} < We_g < 13 \quad (3)$$

apare primul regim indus de forțele aerodinamice, pentru

$$13 < We_g < 40.3 \quad (4)$$

apare al doilea regim indus de forțele aerodinamice, iar pentru :

$$We_g > 40.3 \quad (5)$$

se atinge regimul de pulverizare.

Menționăm că s-au făcut următoarele notații:

$$We_g = \frac{\rho_g V_0^2 d_0}{\sigma} \quad \text{respectiv} \quad We_L = \frac{\rho_L V_0^2 d_0}{\sigma}$$

Aceste relații nu țin cont de geometria ajutorajului, în utilizarea lor trebuie să se aibă în vedere acest aspect.

Utilizând rezultate din teoria undelor de suprafață Reitz⁽⁷⁴⁾ propune un set de relații care țin cont parțial de geometria ajutorajului. Așa cum a demonstrat și Taylor⁽⁷⁵⁾, distanța de spargere a fazei lichide poate fi exprimată prin :

$$\frac{x_B}{d_0} = B \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.5} / f(T) \quad (6)$$

unde B este o constantă egală cu 2.02, T este parametrul Taylor $T = \rho_L / \rho_g (Re_L / We_L)^2$. iar funcția f(T) are formele limită $f = 1.7/6$, și $f = 1.7/6 T^{0.1212}$ pentru valori mari respectiv mici ale parametrului T⁽⁷⁴⁾. Presupunând că pulverizarea corespunde unei valori critice a raportului (distanța de spargere) / (diametrul ajutorajului) un criteriu alternativ pentru începutul pulverizării este :

$$\rho_g / \rho_L > k f(T)^{-2} \quad (7)$$

Parametrul k depinde de geometria ajutorajului fiind obținut experimental. El poate fi legat de parametrul A al unghiului ce definește divergența conului de picături prin relația

$$k = (A^{0.5} - 1.15) / 744 \quad (8a)$$

unde A ține cont de efectele curgerii în ajutoraj. Spre exemplu A a fost pus în legătură, de către Reitz⁽⁷⁴⁾, printr-o relație empirică, cu raportul L/d₀ astfel (L=lungimea ajutorajului):

$$A = 3 + (L/d_0) / 3.6 \quad (8b)$$

Pentru ajutaje cu L / d_0 între 0.5 și 85 având intrarea fără racordare, utilizarea relației de predicție a începutului pulverizării pe graficul ce ilustrează dependența unghiului conului norului de picături de raportul densităților gaz/lichid, permite separarea zonei pentru care pulverizarea are loc, conform figurii 2 .

Dependența unghiului conului sprayului de vâscozitatea lichidului (inclusiv în cazul unei intrări în ajutor cu racordare) este prezentată în fig 3

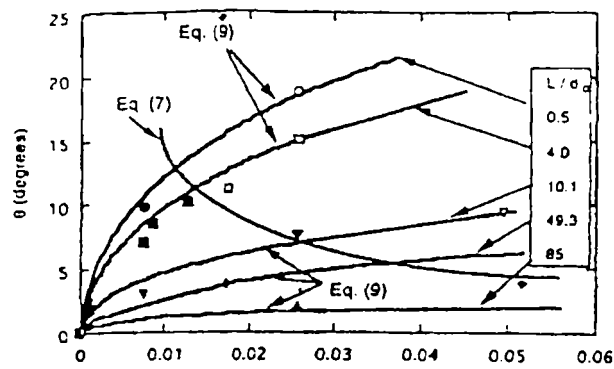


Fig. 2 - Unghiul jetului funcție de raportul densităților gaz-lichid

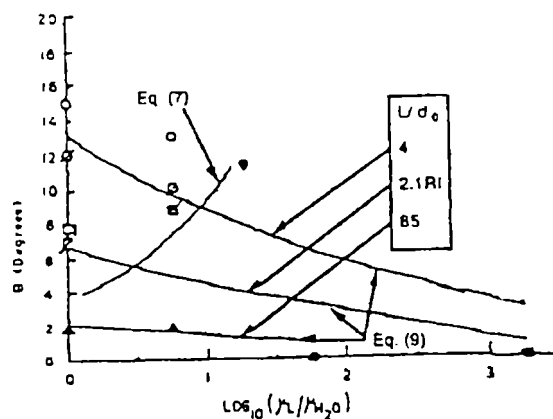


Fig. 3 - Unghiul jetului funcție de vâscozitatea relativă față de apă

Cum se observă din cele două figuri unghiul conului crește cu creșterea densității gazului și descreșterea vâscozității lichidului. Aceste comportări sunt prezise satisfăcător de teoria undelor de suprafață care dă pentru unghiul conului norului de picături, relația :

$$\tan(\theta / 2) = \frac{4\pi}{A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_L} \right)^{0.5} f(T) \quad (9)$$

unde valorile lui A depind de geometria ajutorului.

Ecuția (7) reprezintă o îmbunătățire a criteriului de atingere a condițiilor necesare pulverizării deoarece include efecte ale vâscozității și ale geometriei ajutorului.

Parametrul A trebuie corelat cu fenomenele de turbulență și cavitație⁽⁷⁶⁾.

2.3. Rezultate ale teoriei lui Levich-Hiroyasu privind geneza norului de picături

Înțelegerea proceselor de dezintegrare și a caracteristicilor norului de picături sunt de importanță deosebită în proiectarea motoarelor Diesel de calitate, întrucât arderea combustibilului este puternic influențată de acestea. În figura 4 se prezintă principalii parametri ce definesc norul de picături.

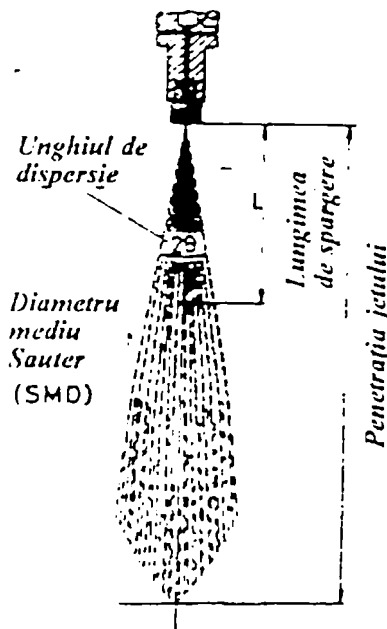


Fig. 4 - Jetul de combustibil

Mișcarea norului de picături și distanța de spargere oferă informații privind dezintegrarea norului de picături. Unghiul conului rezultat și legea de distribuție a diametrelor picăturilor sunt rezultate ale acestor procese de dezintegrare.

Verificări experimentale privind valorile distanței de spargere a fazei lichide, a unghiului conului, a penetrației și a diametrului mediu Sauter au fost făcute de către Hiroyasu. El a demonstrat experimental valabilitatea relațiilor prezentate pentru distanța de spargere și unghiul conului. Pentru ceilalți parametri ce definesc norul de picături el a demonstrat că aceștia se comportă în concordanță cu teoria dezintegrării jetului a lui Levich .

Rezultatele teoriei lui Levich sunt sintetizate în următoarele relații :

$$t_s = 28.65 \frac{\rho_L d_0}{\sqrt{\rho_g \Delta p}}$$

$$0 \leq t \leq t_s \Rightarrow L_p = 0.39 \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_L}} t \quad (9-11)$$

$$t_s \leq t \Rightarrow L_p = 2.95 \left(\frac{\Delta p}{\rho_g} \right)^{0.25} \sqrt{d_0 t}$$

unde t este timpul (s), t_s este timpul de spargere (s), L_p - penetrația (m), Δ p - diferența dintre presiunea de injecție și presiunea mediului gazos (Pa), ρ_g , ρ_L - densitățile gazului și lichidului (kg/m³), și d₀ - diametrul ajutorului.

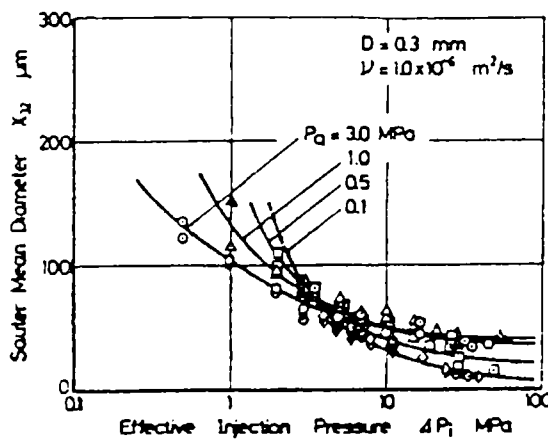


Fig. 5 - Diametrul mediu Sauter funcție de presiunea efectivă de injecție

625-358
181A
BIBLIOTECA CENTRALĂ

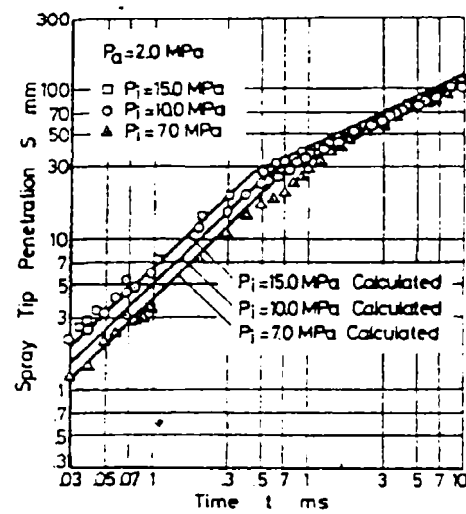


Fig. 6 - Penetrația jetului

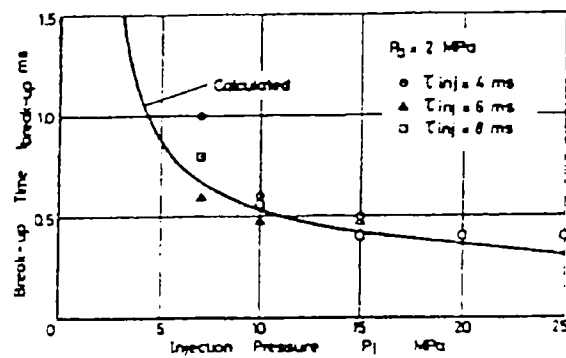


Fig. 7 - Timpul de spargere funcție de presiunea efectivă de injecție

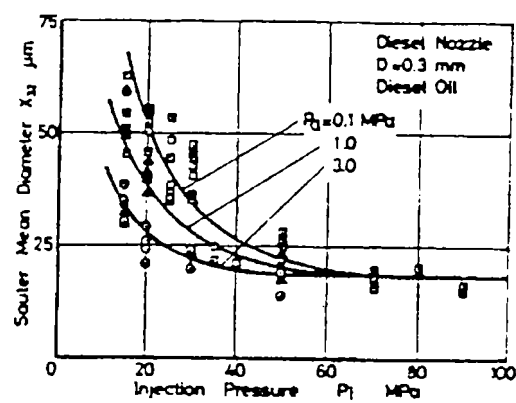


Fig. 8 - Efectul presiunii mediului asupra diametrului mediu Sauter

Pentru diametrul mediu Sauter se poate utiliza relația empirică datorată lui Kamimoto⁽⁷⁷⁾:

$$D_{32} = 47 d \text{Re}^{-0.5} \left(\frac{\rho_g}{\rho_L} \right)^{0.26} \quad (12)$$

unde d reprezintă diametrul ajutorului, numărul Re este calculat utilizând acest diametru și viteza rezultată din presiunea de injecție.

H. Hiroyasu propune relația:

$$D_{32} = d \max \left(\begin{array}{l} 4.12 \text{Re}^{0.12} \text{We}^{-0.75} \mu^{0.54} \rho^{0.18} \\ 0.38 \text{Re}^{0.25} \text{We}^{-0.32} \mu^{0.37} \rho^{-0.47} \end{array} \right) \quad (13)$$

unde numerele Re și We cu viteza de injecție și proprietățile fizice ale lichidului iar, simplexurile densitate și vâscozitate dinamică sunt raportul dintre mărimile corespunzătoare fazei lichide și fazei gazoase.

Pentru legea de distribuție a diametrelor picăturilor poate fi utilizată ecuația Nukiyama-Tanasawa care are forma :

$$\frac{dn}{n} = a \left(\frac{D}{D_{32}} \right)^\eta \exp \left[-b \left(\frac{D}{D_{32}} \right)^\xi \right] \frac{dD}{D_{32}} \quad (14)$$

Parametrii a , b , η și ξ fiind definiți de geometria ajutorului. Un set ce caracterizează injecția în motoarele Diesel este $a=62.5$, $b=5$, $\xi=1$, $\eta=2$.

2.4. Descrierea comportării fazei gazoase

Determinarea comportării fazei gazoase se realizează prin rezolvarea sistemului de ecuații diferențiale cu derivate parțiale rezultat din cuplarea unui model de cuantificare a turbulenței cu ecuațiile de conservare a masei, momentului și energiei, modificate prin introducerea unor termeni datorati influențelor fazei lichide (norului de picături) și a reacțiilor chimice. Ecuațiile pot fi scrise sub formă diferențială sau integro-diferențială. Ambele forme sunt prezentate succint în cele ce urmează.

2.4.1. Forma diferențială a ecuațiilor de conservare pentru faza gazoasă

Ecuația de conservare a masei pentru specia “n” cuprinde termeni sursă datorati reacțiilor chimice și/sau vaporizării norului de picături, ea are forma :

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla (\rho_n \bar{u}) = \nabla \left[\rho D \nabla \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_n^c + \dot{\rho}_n^s \delta_{m1} \quad (15)$$

unde ρ_n este densitatea masică a speciei “n”, ρ densitatea totală a fazei gazoase, u - viteza fluidului, D - coeficientul de difuzie (turbulent) din legea lui Fick, ρ^c și ρ^s fiind termenii sursă datorati existenței reacțiilor chimice și / sau vaporizării norului de picături. Pentru fiecare specie chimică lui “n” i se atribuie un număr, 1 se utilizează de obicei pentru combustibil.

Ecuația de conservare a momentului pentru amestecul de gaze este :

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial t} + \nabla (\rho \bar{u} \bar{u}) = -\nabla p - \nabla \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \bar{\sigma} + F^s + \rho g \quad (16)$$

unde p este presiunea totală, k - energia cinetică turbulentă, σ - tensorul tensiunilor vâscoase (inclusiv cele turbulente) în forma newtoniană, F^S - variația momentului pe unitatea de volum datorată norului de picături, iar g este o forță specifică de suprafață presupusă constantă.

Ecuția de conservare a energiei se scrie sub forma :

$$\frac{\partial \rho I}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} I) = -p \nabla \bar{u} - \nabla J + \rho \varepsilon + \dot{Q}^C + \dot{Q}^S \quad (17)$$

unde I este energia internă specifică exclusiv cea chimică, J - este vectorul flux de căldură incluzând efectele difuziei de entalpie respectiv ale transportului conductiv turbulent de căldură, iar Q^C și Q^S reprezintă termeni sursă datorati reacțiilor chimice respectiv interacțiunilor cu norul de picături.

Pentru evaluarea efectelor turbulenței se utilizează modelul k - ε , ce cuprinde ecuațiile de transport pentru energia cinetică turbulentă și viteza de disipație ε , după cum urmează :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} k) = -\frac{2}{3} \rho k \nabla \bar{u} + \bar{\sigma} \bar{u} + \nabla \left[\left(\frac{\mu}{\mathbf{Pr}_k} \right) \nabla k \right] - \rho \varepsilon + \dot{W}^S \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} \varepsilon) = & - \left(\frac{2}{3} C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 3} \right) \rho \varepsilon \nabla \bar{u} + \nabla \left[\left(\frac{\mu}{\mathbf{Pr}_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \\ & + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_{\varepsilon 1} \sigma \nabla u - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_S \dot{W}^S \right] \end{aligned} \quad (19)$$

În calculul curgerii turbulente, se consideră pentru condițiile de frontieră relativ la energia cinetică turbulentă și la viteza de disipație relații de forma :

$$\nabla k \cdot \bar{n} = 0 \quad \text{respectiv} \quad \varepsilon = C_{\mu \varepsilon} \frac{k^3}{y} \quad (20)$$

y fiind distanța față de perete iar n versorul normalei la frontieră.

Constantele ce intervin în scrierea acestor ecuații sunt cele din modelul k-ε standard :

$$D = C_{\mu} k^2 / \epsilon \quad ; \quad C_{\mu} = 0.09 ; C_{\epsilon_1} = 1.44 ; C_{\epsilon_2} = 1.92 ; C_{\epsilon_3} = -1$$

$$Pr_k = 1 ; Pr_{\epsilon} = 1.3 ; C_s = 1.5$$

2.4.2. Formularea integro-diferențială a ecuațiilor constitutive

Ecuațiile constitutive ce descriu curgerea unui fluid reactiv sunt scrise în forma integrală pentru un volum de control V a cărui frontieră se deplasează cu viteza u_f :

Ecuația de conservare a speciei “n” :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_n dV + \int_S \rho_n (\bar{u} - \bar{u}_f) \bar{n} dS = - \int_S \bar{J}_n \bar{n} dS + \int_V \dot{\rho}_n dV \quad (21)$$

Conservarea momentului :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \bar{u} dV + \int_S \rho [\bar{u}(\bar{u} - \bar{u}_f)] \bar{n} dS = - \int_S p \bar{n} dS + \int_S \bar{\sigma} \bar{n} dS + \int_V \frac{\rho w^2}{r} \nabla r dV \quad (22)$$

Conservarea energiei :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho I dV + \int_S \rho I (\bar{u} - \bar{u}_f) \bar{n} dS = - \int_S \bar{J}_Q \bar{n} dS - \int_V p \frac{\nabla(r \bar{u})}{r} dV -$$

$$- \int_V \bar{\sigma} : \nabla \bar{u} dV + \int_V \dot{Q} dV \quad (23)$$

unde “u” este vectorul viteză în planul coordonatelor cilindrice r-z, r- modulul vectorului de poziție, ρ p, I sunt respectiv densitatea, presiunea, și energia internă specifică, Q sunt termeni sursă pentru densitatea speciei “n” respectiv pentru căldură datorată reacțiilor chimice. J_n , σ , J_Q reprezintă fluxul masic al speciei “n”, tensorul tensiunilor respectiv fluxul de căldură, fiind definiți după cum urmează :

$$\bar{J}_n = -\rho D \nabla \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right) \quad (24)$$

$$\bar{\sigma} = \left(\bar{\nabla} \bar{u} + (\bar{\nabla} \bar{u})^T \right) - \frac{2}{3} \left[\rho_n + \mu \frac{\bar{\nabla}(r \bar{u})}{r} \right] \bar{I} \quad (25)$$

$$J_Q = -\lambda \bar{\nabla} T - \sum_n h_n \rho D \bar{\nabla} \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right) \quad (26)$$

în care D, μ și λ reprezintă coeficientul de difuzie (aceiași pentru toate speciile), coeficientul de vâscozitate respectiv cel al conductivității termice. T reprezintă temperatura, h entalpia specifică iar I tensorul unitate.

Pentru a simula efectele turbulenței se utilizează tot modelul k- ϵ ., dar sub forma integrală. Ecuația pentru energia cinetică turbulentă se scrie sub forma :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho k dV + \int_S \rho k (\bar{u} - \bar{u}_F) \bar{n} dS = - \int_S \frac{\mu_{ef}}{\sigma_k} \bar{\nabla} k dS + \int_V (G - \rho \epsilon) dV \quad (27)$$

Ecuația pentru viteza de disipație a energiei cinetice turbulente are forma :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \epsilon dV + \int_S \rho \epsilon (\bar{u} - \bar{u}_F) \bar{n} dS = \int_S \frac{\mu_{ef}}{\sigma_\epsilon} \bar{\nabla} \epsilon dS + \\ + \int_V \left[C_1 \frac{\epsilon}{k} (G - C_2 \epsilon) - C_3 \frac{\rho \epsilon \bar{\nabla}(r \bar{u})}{r} \right] dV \end{aligned} \quad (28)$$

În care G este sursa energiei cinetice turbulente k . Din k și ϵ se obține vâscozitatea turbulentă efectivă :

$$\mu_{ef} = \mu + \mu_r = \mu + \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (29)$$

Valorile tipice pentru constantele ce intervin în acest model sunt :

$$C_1 = 1.44 ; C_2 = 1.92 ; C_3 = -1 ; C_\mu = 0.09 ; \sigma_k = 1. ; \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Pentru a închide sistemul de ecuații se utilizează ecuația gazului perfect scrisă sub forma :

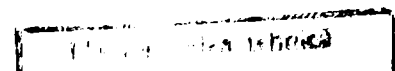
$$p = RT \sum_n \frac{\rho_n}{m_n} \quad (30)$$

în care m_n este greutatea moleculară a speciei "n".

2.5. Modelarea evoluției norului de picături

2.5.1. Model Xie pentru norul de combustibil

Într-o manieră simplificată, calculul curgerii bifazice (lichid-gaz), poate fi abordat prin considerarea fazei lichide ca o fază cvasi-gazoasă. Se consideră că injectorul este localizat în centrul capului cilindrului, că injecția prezintă o simetrie axială relativ la axa cilindrului. Debitul de combustibil injectat este considerat cunoscut, fie din calcul, fie din experiment. Se poate chiar considera, într-o primă aproximație, că debitul este constant pe toată durata injecției, și că viteza de injecție este uniformă în jurul injectorului. Astfel viteza medie de injecție poate fi estimată prin :



$$v_1 = \frac{G}{\eta A_1 t_d} \quad (31)$$

unde G este volumul de combustibil debitat pe ciclu, A_1 - aria de curgere oferită de injector, t_d - timpul de injecție, iar η - coeficientul de debit specific injectorului.

Pentru a simula norul de picături lichide printr-un jet gazos, se presupune că viteza inițială a jetului gazos v_g este egală cu v_1 , densitatea gazului, fiind calculată cu formula :

$$\rho_g = \frac{A_1 \rho_l}{A_g} \quad (32)$$

unde A_g este aria de curgere a jetului de gaz, asimilată cu secțiunea de trecere oferită de celula geometrică de calcul, obținută prin discretizarea spațiului cilindrului, ce conține injectorul. Aceste aproximații determină ca jetul de gaz să aibă aceeași masă medie și aceeași viteză de variație a momentului, cu cea a fazei lichide reprezentate prin norul de picături.

2.5.2. Descrierea evoluției norului de picături pe baza ecuației de determinare a funcției de distribuție

Pentru a descrie dinamica norului de picături se scrie ecuația ce modelează funcția de distribuție a picăturilor. Această funcție se presupune că depinde de 11 variabile, trei coordonate pentru poziția unei picături, trei componente pentru viteza picăturii, raza picăturii r , temperatura picăturii T_p (presupusă uniformă în tot volumul ei), abaterea de la sfericitate y , viteza de variație a abaterii de la sfericitate dy / dt , și timpul t . Astfel :

$$f(\bar{x}, \bar{v}, r, T_p, y, \dot{y}, t) dv dr dT_p dy d\dot{y} \quad (33)$$

reprezintă numărul probabil de picături pe unitatea de volum aflate la poziția x la momentul t , având viteze în intervalul $(v, v+dv)$, raze cuprinse în intervalul $(r, r+dr)$,

temperaturi în $(T_p, T_p + dT_p)$ respectiv parametri de abatere de la sfericitate în intervalele $(y, y + dy)$ și $(y, y + dy)$. Evoluția în timp a funcției f se obține rezolvând ecuația :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x(f \bar{v}) + \nabla_v(f F) + \frac{\partial}{\partial r}(f R) + \frac{\partial}{\partial T_p}(f \dot{T}_p) + \frac{\partial}{\partial y}(f \dot{y}) + \\ + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f \ddot{y}) = \dot{f}_c + \dot{f}_s \end{aligned} \quad (34)$$

În această ecuație funcțiile F, R, \dot{T}_p și \dot{y} reprezintă vitezele de schimbare relativ la o picătură, respectiv pentru viteză, rază, temperatură și parametrul de abatere de la sfericitate y' . Termenii din membrul drept sunt termeni sursă datorăți, primul, ciocnirii picăturilor, cel de-al doilea spargerii lor.

Ecuația norului de picături se rezolvă utilizând metoda diferențelor finite sau metoda caracteristicilor. Trajectoriile picăturilor sunt trasate în spațiul fazelor începând cu momentul injecției. Modelul norului de picături consideră interacțiunea cu mișcarea turbulentă existentă în gaz respectiv cea cu pereții, calculând schimbarea de moment a picăturilor, spargerea, ciocnirea sau fuziunea și evaporarea, având ca rezultat schimbarea poziției, a mărimii, a vitezei, a temperaturii respectiv a abaterii de la sfericitate. Funcția f fiind determinată, contribuția norului de picături de combustibil la faza gazoasă este și ea determinată din moment ce se obține masa, momentul și energia transferată între faze.

Soluția ecuației ce modelează evoluția norului de picături permite obținerea contribuției acestuia la evoluția fazei gazoase prin intermediul termenilor ce sunt înglobați în ecuațiile (15-20). Acești termeni se obțin prin însumarea ratelor de schimbare a masei, momentului și energiei pentru toate picăturile aflate în poziția x la momentul t , astfel :

$$\dot{\rho}^S = - \int f \rho_p 4\pi r^2 R dv dr dT_p dy d\dot{y} \quad (35)$$

$$F^S = - \int f \rho_p \left(\frac{4}{3} \pi r^3 F' + 4\pi r^2 R v \right) dv dr dT_p dy d\dot{y} \quad (36)$$

$$\dot{Q}^s = - \int f \rho_p \left\{ 4\pi r^2 R \left[I_L + \frac{(v-u)^2}{2} \right] + \frac{4}{3} \pi r^3 [c_L \dot{T}_p + F'(v-u-u')] \right\} dv dr dT_p dy dz \quad (37)$$

$$\dot{W}^s = - \int f \rho_p \frac{4}{3} \pi r^3 F' u' dv dr dT_p dy dz \quad (38)$$

unde $F' = F-g$, $(v-u)$ este viteza relativă, u' este viteza turbulentă (presupus distribuită normal cu o variație de $2k/3$, I_L și c_L reprezintă energia internă și căldura specifică a picăturii de lichid. Prin intermediul acestor funcții se modelează interacțiunea dintre norul de picături și faza gazoasă.

2.5.2.1. Evaluarea funcțiilor ce intervin în ecuația norului de picături

Funcția accelerație F (variația vitezei), se obține din ecuația de mișcare a unei picături ce se deplasează cu viteza relativă $U = v-u$ față de gaz:

$$\rho_p V F = \rho_p V \frac{d^2 x}{dt^2} = C_D A_F \rho_g U^2 / 2 \quad (39)$$

unde prin V s-a notat volumul picăturii, prin A_F aria sa maximă pe direcția deplasării, prin x poziția iar prin C_D coeficientul de rezistență la înaintare. Acest coeficient se calculează cu ajutorul următoarelor relații :

$$C_D = \begin{cases} 24 / \text{Re}_p \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^2 \right) & \text{Re}_p \leq 1000 \\ 0.424 & \text{Re}_p > 1000 \end{cases} \quad (40)$$

unde Re_p este numărul Reynolds al picăturii . Întrucât picăturile de combustibil se pot deforma considerabil datorită vitezelor mari de injecție, acest coeficient de rezistență la

înaintare trebuie corelat cu abaterea de la sfericitate (el fiind valabil pentru o picătură perfect sferică) y , și cu un model de evaluare a eventualității spargerii picăturii datorită forțelor aerodinamice. O expresie simplă a fost formulată pentru cazul în care picătura nu se sparge:

$$C_D = C_{D,sfera} (1 + 2.632 y) \quad (41)$$

Funcția de variație a razei sferei R , datorată vaporizării poate fi estimată utilizând corelația lui Frossling :

$$R = \frac{dr}{dt} = -\rho_g DB \frac{Sh}{2 \rho_p r} \quad (42)$$

unde D este coeficientul de difuzivitate masică (laminar) a vaporilor de combustibili în aer, B este numărul de transfer masic, Sh este numărul lui Sherwood. Debitul de vapori ce apare la suprafața picăturii (care apare în expresia lui B) este obținut făcând ipoteza că presiunea parțială a vaporilor de combustibil este egală cu presiunea de echilibru a vaporilor la temperatura picăturii.

Viteza de variație a temperaturii picăturii T_p se calculează din ecuația de conservare a energiei ce conține căldura latentă de vaporizare și căldura obținută prin conducție de la gaz. Căldura transferată prin conducție către picătură are expresia :

$$Q = \alpha (T_g - T_p) Nu / (2r) \quad (43)$$

unde α este difuzivitatea termică (laminară) , iar Nu este numărul lui Nusselt.

2.6. Modelarea spargerii, ciocnirii și fuziunii picăturilor

Pentru a calcula schimbările de masă, moment sau energie între norul de picături și gaz trebuie să se țină seama de distribuțiile de viteze, temperaturi și nu în ultimul rând de distribuția dimensiunilor picăturilor. Considerații adiționale sunt necesare pentru a evalua distorsiunile (abatere de la sfericitate) picăturilor, ciocnirile, fuziunile sau spargerile, ce determină schimbări în distribuția dimensiunilor picăturilor sau a vitezelor.

Pentru a descrie procesele de atomizare (formare a norului de picături) sunt disponibile două modele : modelul spargerii prin analogie Taylor și modelul Reitz bazat pe cea mai probabilă lungime de undă de propagare a unei perturbații.

Modelul spargerii prin analogie Taylor asimilează oscilațiile distorsiunilor unei picături cu un sistem resort masă. În acest model forțele aerodinamice sunt asimilate cu forțele exterioare ce acționează asupra unei mase de fluid, tensiunea superficială cu forțele elastice, iar forțele vâscoase ale picăturii cu forțele de amortizare. Modelul a fost elaborat pe baza rezultatelor teoretice și experimentale. Parametrul abatere de la sfericitate y se determină rezolvând ecuația :

$$\ddot{y} = \frac{2 \rho_g w^2}{3 \rho_p r^2} - \frac{8 \sigma}{\rho_p r^3} y - \frac{5 \mu}{\rho_p r^2} \dot{y} \quad (44)$$

unde w , σ , μ reprezintă viteza relativă a picăturii față de gaz, tensiunea superficială, respectiv vâscozitatea. Dacă y ia o valoare supraunitară, atunci se consideră că picătura se sparge în picături mai mici cu raze alese aleator dintr-o distribuție student având specificat diametrul mediu Sauter, obținut prin considerente de conservare a energiei de suprafață.

Modelul Reitz consideră evoluția instabilă a undelor Kelvin-Helmholtz la suprafața lichidului, bazându-se pe analiza liniară a stabilității jetului de lichid. Această analiză a stabilității duce la ecuația de dispersie ce corelează evoluția perturbației inițiale

printr-o lungime de undă cu alți parametri corespunzători atât lichidului injectat cât și mediului gazos.

Analiza stabilității începe cu impunerea, la suprafața lichidului a unei deplasări infinitezimale axial-simetrice de forma :

$$\eta = R(\eta_0 e^{ikz + \omega t}) \quad (45)$$

unde η_0 este amplitudinea inițială a perturbației. Asociate cu această perturbație sunt micile fluctuații de presiune, de viteză axială sau radială în ambele faze, lichidă și gazoasă. Fluctuațiile sunt descrise de ecuația de continuitate și de cea de mișcare. Aceste ecuații conduc la relația dispersiei :

$$\begin{aligned} \omega^2 + 2v_g k^2 \omega \left[\frac{I_1'(ka)}{I_0(ka)} - \frac{2kl}{k^2 + l^2} \frac{I_1(ka) I_1'(la)}{I_0(ka) I_0(la)} \right] = \\ = \frac{\sigma k}{\rho_g a^2} (1 - k^2 a^2) \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \\ + \frac{\rho_L}{\rho_g} (U - i\omega / k)^2 k^2 \left(\frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka) K_0(ka)}{I_0(ka) K_1(ka)} \end{aligned} \quad (46)$$

unde $l^2 = k^2 + \omega / v_l$, și I_0 , I_1 și K_0 , K_1 sunt funcțiile Bessel modificate de ordinul 1 respectiv 2. Reitz a determinat formulele (pe baza rezolvării numerice a acestei ecuații) pentru disipația maximă și pentru valoarea corespunzătoare a lungimii de undă, după cum urmează :

$$\begin{aligned} \omega_{\max} = \Omega \rightarrow \lambda = \Lambda \\ \frac{\Lambda}{a} = 9.02 \frac{(1 + 0.45Z^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87W_{eL}^{1.67})^{0.6}} \end{aligned} \quad (47)$$

$$\Omega \left(\frac{\rho_g a^3}{\sigma} \right)^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38W_{eL}^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \quad (48)$$

$$Z = \frac{W_{e_s}^{0.5}}{\text{Re}_g} \quad T = ZW_{e_l}^{0.5} \quad W_{e_s} = \frac{\rho_g U^2 a}{\sigma} \quad W_{e_l} = \frac{\rho_l U^2 a}{\sigma} \quad \text{Re}_g = \frac{Ua}{v_g} \quad (49)$$

Λ și Ω caracterizează cea mai puternică undă de la suprafața lichidului (cea mai probabilă). Ecuatiile prezentate constituie o teorie a atomizării și în același timp un model pentru a organiza regimurile de spargere a jetului de lichid.

2.6.1. Spargerea fazei lichide

Prin aplicarea teoriei expuse la modelarea norului de picături din motoarele Diesel, tranșe de combustibil sunt injectate cu o mărime caracteristică egală cu diametrul diuzei. Numărul de picături “părinți” este determinat de debitul de combustibil injectat.

Spargerea fazei lichide se modelează postulând că noi picături (de rază r) se formează dintr-o picătură părinte (de rază $a =$ raza diuzei) astfel :

$$r = B_0 \Lambda \quad (B_0 \Lambda \leq a) \quad (50)$$

$$r = \min \left\{ \begin{array}{l} (3\pi a^2 U / 2 \Omega)^{0.33} \\ (3a^2 \Lambda / 4)^{0.33} \end{array} \right. \quad (B_0 \Lambda > a, \text{ numai prima data}) \quad (51)$$

unde $B_0 = 0.61$. În prima relație se presupune că se formează picături mai mici cu dimensiunea proporțională cu lungimea de undă a celei mai puternice unde de suprafață. Cea de-a doua relație dă picături mai mari decât dimensiunea diuzei (spargerea la viteză mică) și presupune că perturbația jetului are frecvența $\Omega / 2\pi$ (o picătură se formează pe fiecare perioadă), dimensiunea picăturii fiind determinată de volumul conținut într-o suprafață de undă.

Masa noilor picături se scade din picătura părinte. Schimbarea razei unei picături părinte urmează ecuația :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{a-r}{\tau} \quad (r \leq a) \quad (52)$$

unde τ este timpul de spargere :

$$\tau = 3.726 B_1 a / \Lambda \Omega \quad (54)$$

unde B_1 este constanta timpului de spargere depinzând de injector .

2.6.2. Ciocnirea și fuziunea picăturilor

Frecvența de ciocnire f_{12} dintre picăturile din grupul 1 (cu picături mai mari) și grupul 2 este calculată pe fiecare celulă de calcul astfel :

$$f_{12} = N_2 \pi (r_1 + r_2)^2 |v_1 - v_2| / Vol \quad (54)$$

unde N_2 este numărul de picături din grupul 2, v este vectorul vitezei medii a picăturilor din fiecare grup, iar Vol este volumul celulei de calcul. Numărul probabil n de ciocniri pe durata pasului de calcul în timp Δt este egal cu $f_{12} \Delta t$. Se presupune că probabilitate inexistenței unei ciocniri este :

$$p(n) = e^{-f_{12} \Delta t} \quad (55)$$

Se presupune că are loc o ciocnire dacă $p(n)$ este mai mic decât un număr aleator generat în intervalul (0, 1).

Se calculează un parametru de impact b care se compară cu o valoare critică b_{crit} . Dacă b este mai mic decât această valoare critică, picăturile fuzionează; dacă b este mai mare, picăturile își mențin dimensiunile și temperatura dar își schimbă vitezele.

$$b^2 = q(r_1 + r_2)^2 \quad (56a - 56b)$$

$$b_{crit}^2 = (r_1 + r_2)^2 \min \left[1, 2.4(\gamma^3 - 2.4\gamma^2 + 2.7\gamma) / We_g \right] \quad \gamma = \frac{r_1}{r_2}$$

unde q este un număr aleator din intervalul $(0,1)$. Dacă fuziunea este precisă, n picături sunt mutate din grupul 2 și dimensiunea, viteza și temperatura din grupul 1 sunt modificate.

2.6.3. Lovirea peretelui

Impactul dintre o picătură și o suprafață caldă duce la spargerea ei instantanee, la vaporizare bruscă, la dezvoltarea unui film de combustibil foarte subțire pe acea suprafață, sau la alunecarea sau ricoșarea înapoi cu distorsiuni foarte mari. Rezultate experimentale asupra unei singure picături ce lovește un perete cald arată că viteza tangențială a picăturilor “ respinse “ de perete nu se modifică dar componenta normală se modifică, putând fi evaluată cu ajutorul numărului We inițial al picăturii. O corelație între numărul We de sosire și cel de plecare a fost stabilită de Gonzales și alții :

$$We_0 = 0.678We_i e^{-0.04415We_i} \quad (57)$$

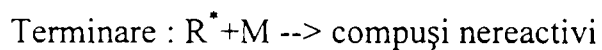
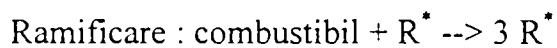
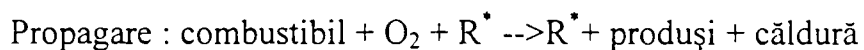
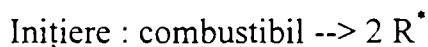
unde indicele “ i ” se referă la starea inițială iar “ 0 ” la cea finală. Pentru $We_i < 80$ picătura ricoșează din perete în timp ce pentru $We_i > 80$ picătura se dezintegrează în picături mai mici ce se deplasează aproape paralel cu suprafața. Viteza normală calculată pentru cazul $We_i < 80$ rezultată din conservarea masei și a momentului este :

$$vit_0 = vit_i (We_0 / We_i)^{0.5} \quad (58)$$

2.7. Modelarea proceselor de ardere

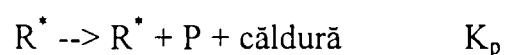
2.7.1. Cinetica inițierii arderii

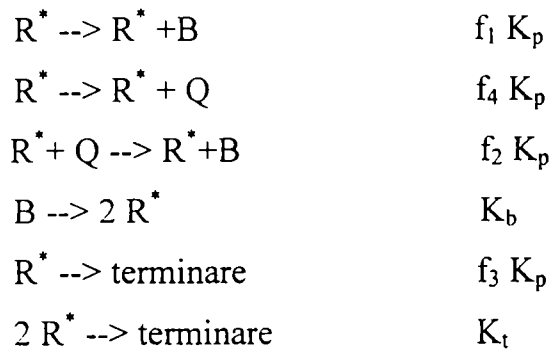
Comportarea chimică la temperaturi relativ joase a combustibililor proveniți din hidrocarburi este caracterizată de aspecte specifice cum ar fi : degenerarea ramurilor reacțiilor chimice, flăcări reci, etc. Au fost propuse mai multe modele cinetice de descriere a fenomenelor de autoaprindere. Este de preferat ca modelul să fie cât mai simplu dar să caracterizeze cele mai importante aspecte prin intermediul principalelor reacții și specii chimice. Spre exemplu modelul utilizat de Zellat și Zeller, model ce cuprinde principalii pași ce descriu uzual reacții chimice : inițiere, propagare, ramificare și terminare. Acest model presupune că timpul chimic de pregătire a ecuației de inițiere este mai mare decât timpul caracteristic al difuziei turbulente. De asemenea se utilizează un radical chimic generic R^* care este implicat efectiv în procesul de inițiere a reacției. Se utilizează patru pseudoreacții elementare, după cum urmează :



unde M poate reprezintă orice specie chimică. Vitezele de reacție sunt de forma adoptată de Arrhenius. Unele dintre constantele modelului sunt determinate prin analiză fenomenologică, altele pe baza experimentelor.

Un alt model pentru autoaprindere este modelul Shell (propus de Halstead și colaboratorii), în care se adoptă un mecanism de reacție simplificat care conține cinci specii generice și opt reacții chimice. Vitezele de reacție sunt considerate ca având forma lui Arrhenius. Reacțiile avute în vedere sunt următoarele :





unde RH este combustibilul ($C_n H_{2m}$), R^* radicalul activ format din combustibil, B - agentul de ramificare, Q - o specie instabilă intermediară, P - produși de ardere (CO , CO_2 , H_2O). Expresiile pentru K_q , K_p , K_b , K_t , f_1 , f_2 , f_3 , f_4 etc. sunt date de Halstead în (79). În plus sunt necesare concentrațiile locale pentru O_2 , respectiv N_2 necesare la calculul vitezelor de reacție.

2.7.2. Propagarea frontului de flacără

La motoarele Diesel amestecul componentilor este esențial pentru controlul arderii. Este deci necesar să se ia în considerare influența turbulenței (ce favorizează amestecul) asupra reacțiilor chimice. Majoritatea modelelor ce iau în considerare turbulența utilizează pentru calculul acesteia modelul k-ε, făcând corelații între scara timpului specifică fenomenelor turbulente și scara timpului specifică reacțiilor chimice. Este general acceptat că arderea difuzivă este controlată de amestecul comburantului cu carburantul, mai mult chiar, speciile reactive și speciile produse de ardere sunt situate în interiorul unor frontiere diferite (în zone diferite deși adiacente), astfel că viteza de combustie este comparabilă cu viteza de disipare a frontierelor, adică cu ϵ/k , care descrie amestecarea la nivel molecular. În toate cazurile concentrațiile de combustibil și oxidant sunt parametri principali ce controlează viteza de reacție. Modelul bazat pe observațiile amintite a fost adoptat de Magnussen și Hjertager⁽⁸⁰⁾ bazându-se în fapt pe adoptarea următoarei expresii pentru viteza de reacție ...:

$$\omega = A(\epsilon / k) \min[C_c, C_{O_2} / r, BC_p / (1 + r)] \quad (59)$$

unde A și B sunt constante depinzând de structura flăcării și reacțiile chimice, C_i reprezintă concentrațiile combustibilului, oxigenului și produselor de ardere iar r este raportul stoechiometric.

Marble și Broadwell⁽⁸¹⁾ dezvoltă un model mai detaliat al combustiei considerând, local, elemente de flăcări laminare. Acest model a fost inițial dezvoltat pentru difuzia turbulentă a combustiei. Zona de reacție este turbulentă fiind descrisă ca un ansamblu de elemente de flacără traversate de un flux turbulent dar care își mențin local structura de flacără laminară. Viteza de reacție \dot{W} , adică termenul sursă, este definită ca fiind aria totală a frontului de flacără pe unitatea de volum A a flăcării, astfel :

$$W = \rho V A \quad (60)$$

unde ρ este densitatea locală masică (gr/cm^3), V este raportul local consum / producție pe unitatea de suprafață a flăcării ($\text{cm}^3/(\text{s cm}^2)$), care are aceeași semnificație fizică ca și viteza flăcării (cm/s). Pentru V respectiv A au fost dezvoltate modele separate.

Viteza flăcării V se presupune că este egală cu viteza flăcării laminare în condițiile termodinamice locale (temperatură, presiune, fracții masice ale speciilor) utilizând o descriere detaliată a reacțiilor chimice și a proprietăților de transport. Pentru A se utilizează un model ce se bazează pe ecuația de evoluție a suprafeței flăcării care înglobează structura locală a curgerii gazelor.

Pentru combustia la motoarele Diesel poate fi adoptat un model derivat din modelul timpului caracteristic de ardere (laminară sau turbulentă) utilizat la motoarele cu aprindere prin scânteie, combinat cu teoria modificării frontierei. La acest model viteza de variație în timp a densității parțiale a speciei "m", datorată reacțiilor chimice este dată de :

$$\frac{d Y_m}{d t} = - \frac{Y_m - Y_m^*}{\tau_c} \quad (61)$$

unde Y_m este fracțiunea masică a speciei "m", Y_m^* este fracțiunea masică a speciei m, în condiții locale instantanee de echilibru termodinamic, iar τ_c este timpul caracteristic necesar atingerii unui astfel de echilibru. Timpul caracteristic se presupune că este același pentru șapte specii chimice considerate ca fiind suficiente pentru o predicție corectă a temperaturilor de echilibru termodinamic : combustibil, O_2 , N_2 , CO_2 , CO , H_2 și H_2O . Dintre aceste specii doar șase (exceptând N_2) sunt considerate pentru a determina valorile locale instantanee de echilibru termodinamic Y_m^* .

Pentru a putea fi utilizat la modelarea combustiei la motoarele Diesel acest model este utilizat împreună cu modelul Shell de inițiere a arderii. Modelul Shell se utilizează unde temperaturile nu depășesc 1000 K, în rest este necesar un model cinetic adecvat temperaturilor înalte.

Cea mai importantă parte a acestui model este estimarea timpului caracteristic τ_c care depinde aditiv de timpul caracteristic al arderii laminare și de cel al turbulenței :

$$\tau_c = \tau_l + f \tau_t \quad (62)$$

Timpii caracteristici pentru fenomenele de ardere laminară respectiv pentru cele de turbulență, sunt dați de relațiile :

$$\begin{aligned} \tau_l &= A^{-1} [C_{14} H_{30}]^{0.75} [O_2]^{-1.5} \exp(E / RT) \\ \tau_t &= C_2 \frac{k}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (63-64)$$

$$\begin{aligned} f &= \frac{1 - e^{-r}}{0.632} \\ r &= \frac{Y_{CO_2} + Y_{H_2O} + Y_{CO} + Y_{H_2}}{1 - Y_{N_2}} \end{aligned} \quad (65-66)$$

în care constantele ce intervin au valorile $A=1.54 \times 10^{10}$, $E=77.3$ KJ/mol (luând în considerare tetradecanul), $C_2=0.142$, k și ε sunt calculați în modelul turbulenței. Coeficientul f are semnificația unui coeficient de întârziere, simulând influența turbulenței asupra combustiei după ce inițierea arderii a avut loc. Parametrul r indică gradul de

completitudine a arderii, luând valori între 0 (nu a început arderea) și 1 (s-a consumat complet combustibilul și oxigenul). Coeficientul de întârziere f ia valori între 0 și 1 depinzând de condițiile locale. Modelul presupune că inițierea combustiei urmează legile din cazul laminar, turbulența începând să aibă o influență numai după ce inițierea arderii s-a realizat.

Prin utilizarea acestui model de ardere se deduc termenii sursă pentru speciile chimice respectiv pentru căldura degajată. În cazul adoptării unei scheme numerice de ordinul I acești termeni au forma :

$$\Delta \rho_m = -\rho (Y_m - Y_m^*) \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_c}} \right) \rightarrow \dot{\rho}_m^c = \frac{\Delta \rho_m}{\Delta t} \quad (67-68)$$

$$\Delta Q = -\sum \frac{\Delta \rho_m}{W_m} (\Delta h_f^0)_m \rightarrow \dot{Q}^c = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

unde ρ este densitatea totală iar Δt este pasul numeric în timp. Întrucât timpul caracteristic total include timpul caracteristic fenomenelor de turbulență evident aceasta va afecta și vitezele de reacție, luându-se astfel în seamă influența turbulenței asupra reacțiilor chimice.

2.8. Asupra principiilor de discretizare și rezolvare numerică a modelelor multidimensionale

Principiul de baza al acestei metode constă în construirea domeniului de calcul pornind de la asamblarea modulara a celulelor pentru care sunt scrise ecuațiile nestaționare de bilanț ale mărimilor fizice, sub forma integrala pentru spațiu și diferențiala pentru timp. Figura 1 prezintă o celulă oarecare de volum V cu frontiera A deformabila.

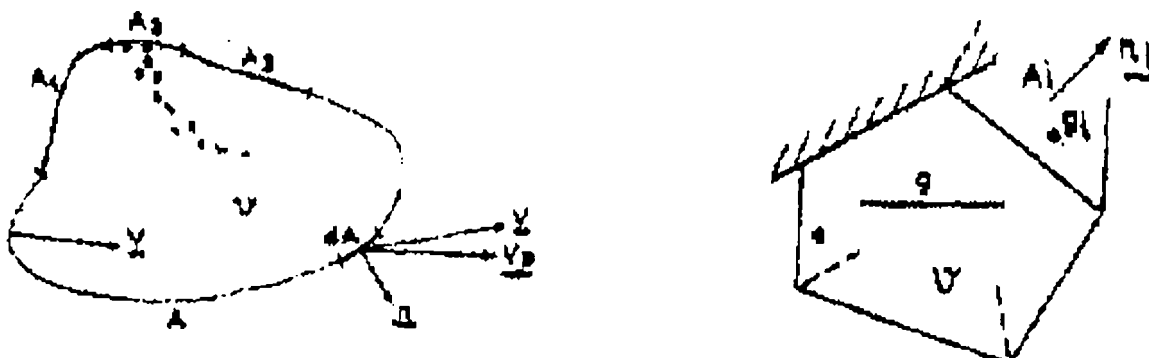


Fig. 9 - Celulă deformabilă oarecare - principiu de discretizare

Ecuatiile de bilanț pot fi scrise sub o forma generala clasica :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho g dV + \int_A \rho g (\vec{v} - \vec{v}_p) \vec{n} dA = \int_V \rho \dot{w}_g dV \quad (69)$$

unde ρ este densitatea, g o mărime masică, n - versorul normalei exterioare la suprafața A , v viteza fluidului, v_p viteza frontierei și w debitul mărimii masice g . In funcție de natura mărimii g aceasta ecuație corespunde la conservarea masei ($g=1$), a impulsului ($g = v$), a unei specii chimice ($g = y$) sau la conservarea energiei ($g = u + \frac{v^2}{2}$).

Aceste ecuații sunt riguroase indiferent de mărimea celulei. Necunoscutele de bază sunt cuprinse în integralele de volum din primul termen. Realismul rezultatelor depinde de validitatea ipotezelor admise asupra termenilor de convecție (al doilea termen din membrul stâng) și asupra termenilor de producție (membrul drept).

Mărimile g sunt presupuse constante în interiorul celulelor și discontinue pe frontiera lor. Ecuatiile de bilanț se explicitează în aceste condiții sub o forma relativ simplă:

$$\frac{d(\rho g V)}{d t} = - \sum \rho_i g_i (\vec{v}_i - \vec{v}_{p_i}) n_i A_i + \rho \dot{w}_g V \quad (70)$$

indicele i fiind legat de porțiunile de frontiera considerate. Necunoscutele secundare la nivelul frontierelor sunt estimate în funcție de necunoscutele de baza și de condițiile la limita, prin interpolare, prin utilizarea unor cvasi-soluții locale, prin acceptarea unor ipoteze locale sau prin alte procedee. Simularea numerică a problemei propuse se realizează prin integrarea simultana în funcție de timp a ecuațiilor obținute printr-un algoritm clasic, de exemplu metoda Runge-Kutta de ordinul patru.

Tehnica expusă nu prezintă limitări de principiu. Ea permite abordarea de probleme cu mai multe dimensiuni spațiale : condițiile la limită sunt introduse ușor prin valoarea lor și nu prin cea a derivatei, dându-se astfel un caracter fizic metodei; problemele pot fi neliniare și pot cuprinde chiar prezenta fazelor condensate: posibilitatea de deformare a celulelor permite în particular abordarea de probleme euleriene, lagrangiene

sau mixte: în sfârșit mărimea celulelor este oarecare ceea ce implica faptul ca fenomenele de scara inferioară celei alese sunt modelate iar cele de scară superioara sunt calculate.

Metoda expusa permite în principiu modelarea funcționării unui motor cu ardere internă, permițând calculul atât a schimbului de încărcătura cât și a fenomenelor de combustie din interiorul cilindrului. La limită motorul poate fi împărțit în doar 3 celule (galeria de admisie, cilindru și galeria de evacuare) fiecare din ele tratându-se separat pe baza unor cvasi-soluții locale pentru tratarea frontierelor sau a evoluțiilor interne.

Încheiem succinta prezentare a acestei metode puternice prin a evidenția faptul că metoda umplerii și golirii de tratare a fenomenelor de schimb de încărcătura în motoarele cu ardere internă este un caz particular al acestei metode .

Cap. 3. Bazele teoretice ale programului DYN de simulare a ciclului real la motoarele Diesel turbosupraalimentate echipate cu răcitor intermediar

În cele ce urmează se prezintă o metodă de evaluare prin calcul a regimurilor staționare și tranzitorii pentru motoarele Diesel supraalimentate pusă la punct de H. Zellbeck și colaboratorii⁽³⁵⁾. Spre deosebire de regimurile staționare (stabilizate), regimurile dinamice (tranzitorii - nestaționare) presupun, o dată cu variația turației între două regimuri staționare (de echilibru), fenomene complexe atât mecanice și gazodinamice cât și de influențare reciprocă a acestora la nivelul ansamblului motor-turbosufletă-consumator.

Sunt prezente, în întregul sistem, efectele de inerție datorate momentelor de inerție masică ale motorului, turbosufletului și consumatorului, respectiv de inerție termică și gazodinamică datorate transferului de căldură și rezistențelor gazodinamice.

Dinamica proceselor de funcționare a motorului este influențată de fenomenele umplerii cu încărcătură proaspătă (respectiv golirii...) și de variația cantității de combustibil furnizată motorului dedusă din dinamica de reglare dată de regulator.

La funcționarea în regim nestaționar trebuie să se ia în considerare variațiile parametrilor de stare în toți cilindri care debitează într-o turbină precum și influențele pe care le produc oscilațiile periodice de presiune din tubulatura de evacuare corespunzătoare cilindrilor legați împreună.

În Fig.1 se prezintă schema de principiu a modelului unui motor Diesel turbosupraalimentat (fără răcitor intermediar) . Facem observația că în modelul ciclului real ce urmează, este prevăzută și posibilitatea introducerii unui răcitor intermediar.

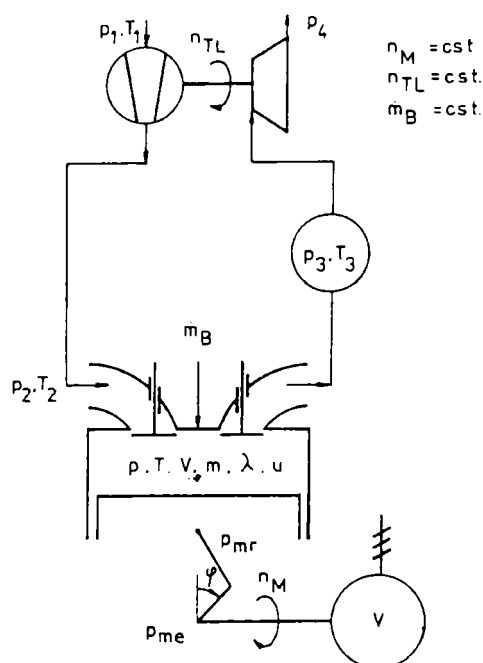


Fig.1 Schema de calcul a sistemului motor-turbosuflantă-consumator. Regim staționar

După cum se poate deduce din cele prezentate anterior, problema evaluării ciclului real este dificil de rezolvat chiar și în cazul regimurilor staționare (stabilizate), întrucât modelul teoretic trebuie să garanteze starea de stabilitate a ciclului. Ori această garanție nu poate fi obținută decât prin utilizarea unui model de calcul care să permită cel puțin repetabilitatea teoretică a ciclului presupus stabil.

Garanția stabilității ciclului se poate obține numai prin simularea funcționării motorului pe durata a mai multor cicluri legate, alegând un criteriu de stabilitate adecvat. În cazul motorului turbosupraalimentat acest criteriu constă în satisfacerea (cu o eroare impusă) condiției de stabilitate a turației turbosuflantei.

Prezentăm în continuare modelul teoretic de funcționare a unui motor Diesel turbosupraalimentat, prin evidențierea modului de tratare matematică a fenomenelor ce se desfășoară în fiecare subsistem (cilindru, sistemul de admisiune, de evacuare, sistemul turbosuflantă, etc.) concomitent cu modul de juxtapunere a subsistemelor (cu condițiile la limită). Capitolul privitor la evaluarea teoretică a ciclului real se încheie cu o prezentare a datelor inițiale necesare pentru simularea ciclului real și cu o scurtă enumerare a posibilităților de utilizare a programului .

3.1 Calculul ciclului real din cilindru

În Fig.2 se prezintă schema de principiu pentru calculul proceselor din cilindru. Variațiile mărimilor de stare, cum ar fi presiunea p , temperatura T și masa m , se vor stabili prin calcul pas cu pas cu ajutorul modelului ciclului real .

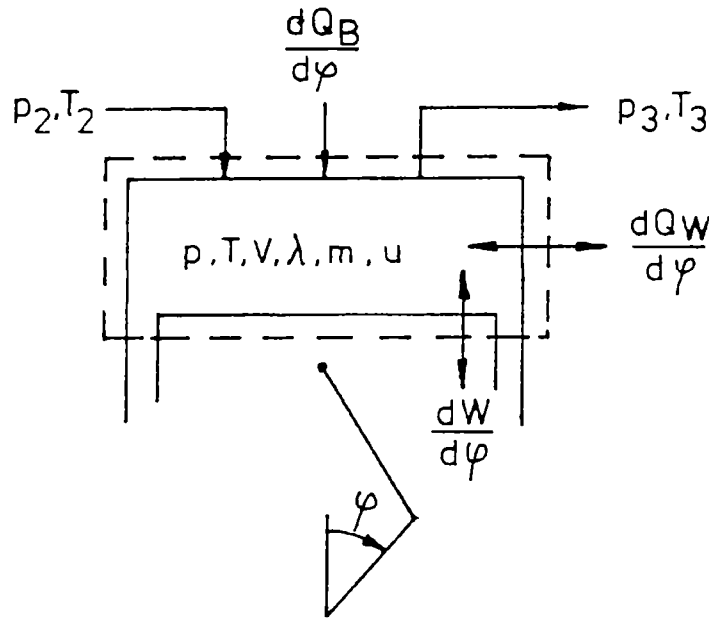


Fig.2 Schema de calcul a proceselor din cilindru

Cilindrul se consideră că un sistem nestaționar deschis. Masa m și energia internă u din cilindru, se modifică cu masa elementară m_g , respectiv energia elementară E_g , transferată spre sau de la cilindru prin frontieră sistemului (reprezentată punctat în schema de principiu).

$$\begin{aligned} dm &= dm_g \\ du &= dE_g \end{aligned} \quad (1-2)$$

Lucrul mecanic W cedat pistonului este :

$$\frac{dW}{d\varphi} = -p \frac{dV}{d\varphi} \quad (3)$$

unde : p - reprezintă presiunea din cilindru
 V - volumul descris de piston
 φ - unghiul RAC corespunzător

Fluxul de căldură care părăsește sistemul prin suprafața cilindrului este dat de egalitatea :

$$\frac{dQ_{wi}}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M} A_i \alpha (T_{wi} - T) \cdot \quad (4)$$

Fluxul total de căldură cedat pereților, se calculează ca sumă a fluxurilor prin corpul pistonului (I=1), chiulasa (I=2) și prin cămașa cilindrului (I=3) . A_i reprezintă suprafețele de contact, iar T_{wi} temperaturile la perete corespunzătoare.

Coeficientul de schimb de căldură α rezultă din relația lui Woschni, dependent de starea gazului din cilindru, viteza pistonului și procesul de ardere :

$$\alpha = 0.12793 \cdot D^{-0.2} p^{0.8} T^{-0.53} \left[c_1 \cdot c_m + c_2 \frac{V_H T_{11}}{p_{11} V} (p - p_0) \right] \left[\frac{KW}{m^2 K} \right] \quad (5)$$

relație în care semnificația mărimilor este următoarea :

c_1 - factor de proporționalitate între viteza periferică a gazului și viteza medie a pistonului, și se exprimă în funcție de viteza produsă de admisia dirijată prin :

$$c_1 = a + b \frac{c_u}{c_m} \quad (6)$$

unde : a=2.28, b= 0.308 pentru cilindrul închis și a=6.18, b=0.417 pentru cilindru deschis

c_2 - este egal cu 0.00324 pentru injecție directă și cu 0.00622 pentru motoare cu antecameră

T, p, V cu indicii "11" reprezintă temperatura, presiunea și volumul la începutul comprimării.

p_0 și p cu indicele 0 reprezintă presiunea din cilindru corespunzătoare ciclului cu ardere respectiv presiunea în cilindru la ciclul fără ardere

Presiunea pentru ciclul fără ardere se calculează după relația politropei :

$$\frac{p_0}{p_{11}} = \left(\frac{V_{11}}{V} \right)^n \quad (7)$$

Unde exponentul politropic n se calculează înaintea arderii. Termenul al doilea din paranteza dreaptă a ecuației (5) reprezintă influența arderii și lipsește în absența ei.

Energia combustibilului pe întregul ciclu este dată de relația :

$$Q_c = m_B H_u \eta_u \quad (8)$$

în care m_B , H_u , η_u reprezintă cantitatea de combustibil introdusă pe ciclu, puterea calorifică inferioară respectiv randamentul arderii.

Întârzierea la injecție - adică unghiul dintre declanșarea injecției și injecția propriu zisă, pentru un regim diferit de cel pentru care s-a determinat experimental întârzierea la injecție pe baza vitezei de propagare a undei prin conducta de alimentare cu combustibil a injectorului (notat cu indicele 0) - se calculează cu relația:

$$\Delta\varphi_{ii} = \Delta\varphi_{ii_0} \left(\frac{n}{n_0} \right) \quad (9)$$

În faza dintre începutul injecției propriu zise și a arderii intervine pulverizarea, vaporizarea și reacțiile pregătitoare de ardere care în final conduc la autoaprindere și la degajare de căldură. Pentru calculul influențelor acestor procese se folosesc relații cu caracter experimental.

După Sitkei (65) întârzierea la autoaprindere τ , adică timpul dintre începutul injecției propriuzise și al arderii se poate calcula cu relația :

$$\tau = \left[0.5 + 0.135 \frac{\exp\left(\frac{7800}{RT}\right)}{p^{0.7}} + 4.8 \frac{\exp\left(\frac{7800}{RT}\right)}{p^{1.8}} \right] \cdot 10^{-3} \quad [\text{s}] \quad (10)$$

Pentru presiunea p și temperatura T se vor adopta valori medii proprii fazei de întârziere la autoaprindere.

Procesul de ardere se calculează cu legea lui Vibe, pornind de la relația :

$$x = 1 - e^{-a \cdot y^{m+1}} \quad \text{unde} \quad x = \frac{Q_c(\varphi)}{Q_{ctot}} \quad (11)$$

$$\text{respectiv} \quad y = \frac{\varphi - \varphi_{ia}}{\varphi_{sa} - \varphi_{ia}}$$

m este numit factor de formă și se determină cu ajutorul rezultatelor experimentale.

a este fixat pentru toate cazurile la valoarea $a=6.908$ valoare ce decurge din ipoteza că la sfârșitul arderii ($y=1$) mai rămâne de introdus în cilindru o miime din căldura degajată pe ciclu ($x=0.999$) (condiția $y=1$ și $x=1$ da pentru a valoarea infinit).

Semnificația mărimilor ce apar în funcția de ardere stabilită de Vibe este următoarea:

Q_c și Q_{ctot} - cantitatea de căldură dezvoltată până la momentul α respectiv cantitatea de căldură dezvoltată prin arderea combustibilului pe ciclu.

φ , φ_{ia} și φ_{sa} - unghiul RAC curent, unghiul RAC de început al arderii respectiv unghiul RAC de sfârșit al arderii.

Parametrul de formă m caracterizează alura funcției de ardere cu ajutorul lui realizându-se cu succes acordarea legii de ardere Vibe cu cea experimentală în măsura în care ceilalți parametrii sunt cunoscuți.

Legea de ardere Vibe este definită de derivată funcției de ardere având forma :

$$\frac{dx}{dy} = a(m+1)y^m e^{-ay^{m+1}} \quad (12)$$

Înlocuind în ultima relație variabilele conform definiției lor se obține forma dezvoltată a legii de ardere Vibe:

$$\frac{dQ_c(\varphi)}{d\varphi} = \frac{Q_{ctot}}{\Delta\varphi_a} a(m+1) \left(\frac{\varphi - \varphi_{ia}}{\Delta\varphi_a} \right)^m e^{-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{ia}}{\Delta\varphi_a} \right)^{m+1}} \quad (13)$$

După cum se observă această relație este definită de cinci parametri:

- parametru de eficiență a
- cantitatea de căldură dezvoltată prin arderea combustibilului pe ciclu [KJ]
- durata [în grade RAC] arderii
- momentul de început al arderii [RAC]
- parametrul de forma Vibe m [adimensional]

Woschni și Anisits au dezvoltat o metodă semiempirică de evaluare a variațiilor parametrilor legii de ardere Vibe cu regimul de lucru al motorului, făcând posibilă predicția modului de funcționare a motorului și la alte regimuri decât cel pentru care a fost inițial acordată legea de ardere. Presupunând cunoscuți parametri ce definesc legea de ardere Vibe la un anumit regim se obțin parametri corespunzători pentru un alt regim (notați cu indicele 1) după cum urmează :

$$\Delta\varphi_{a1} = \Delta\varphi_a \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^{0.6} \left(\frac{n_1}{n} \right)^{0.5}$$

$$m_1 = m \left(\frac{\Delta\varphi_a}{\Delta\varphi_{a1}} \right)^{0.5} \left(\frac{n}{n_1} \right)^{0.3} \frac{p_1 T}{p T_1} \quad (14-15-16)$$

$$\varphi_{ia1} = \varphi_{ia} + (\Delta\varphi_{ia}) \frac{n_1}{n} + \Delta\varphi_a \quad \text{unde} \quad \Delta\varphi_a = 6n10^{-3} 1.3e^{990/T_i} p_i^{-0.35}$$

unde s-a notat cu n turația motorului, cu λ coeficientul excesului de aer cu p și T presiunea respectiv presiunea în momentul injecției . Primul termen al membrului doi al penultimei relații reprezintă momentul de început al injecției, cel de-al doilea întârzierea la producerea injecției iar cel de-al treilea întârzierea la aprindere. Variația masei din cilindru închis la motorul Diesel se calculează numai din cea a masei de combustibil care este legată de procesul de ardere , în sensul că este introdusă proporțional cu procesul de ardere, fiind neglijate pierderile prin neetanșeități (la segmenti și supape).

Fluxul masic, în timpul schimbului de încărcătură prin frontierele libere ale sistemului (supapa de evacuare E , și de admisie A) rezultă din relația :

$$\frac{dm_{A,E}}{d\varphi} = \pm \frac{1}{\omega_M} \mu_{E,A} \cdot A_{E,A} \cdot \sqrt{2p_I \rho_I} \cdot \psi$$

$$\psi = \sqrt{\frac{k}{k-1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{k+1}{k}}}$$
(17-18)

unde ψ este funcția de debit, semnul + luându-se în relația (15) pentru fluxul de masa care intră în cilindru.

Indicele I este pentru în fața supapei (in direcția fluxului) iar II pentru după supapă. Secțiunile efective oferite de supape se stabilesc după curba de ridicare a supapelor, geometria supapelor și coeficienții de debit $\mu_{E,A}$, stabiliți experimental.

Pe lângă legile de conservare a masei și energiei mai avem la dispoziție și ecuația de stare :

$$pV = mRT$$
(19)

Pentru variația energiei interne U se utilizează relația :

$$\frac{dU}{d\varphi} = m \frac{du}{d\varphi} + u \frac{dm}{d\varphi}$$
(20)

Prin u s-a notat energia internă specifică , pentru a cărei evaluare se utilizează o relație de forma :

$$u = u (T, \lambda)$$
(21)

care după lucrarea (42) a lui E. Justi, are forma

$$u = 0.14455 \times \left[-\left(0.0975 + \frac{0.0485}{\lambda^{0.75}}\right)t^3 10^{-6} + \left(7.768 + \frac{3.366}{\lambda^{0.8}}\right)t^2 10^{-4} + \left(4.896 + \frac{0.464}{\lambda^{0.93}}\right) + 1356.8 \right]$$
(22)

De unde se obține variația energiei interne specifice :

$$\frac{du}{d\varphi} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \varphi}$$
(23)

unde derivatele parțiale se calculează după relația (20) unde $t = T-273$, iar coeficientul excesului de aer rezultă din :

$$\lambda = \frac{m_L}{m_B} \frac{1}{L_{\min}}$$
(24)

De unde, prin derivare se obține variația coeficientului de exces de aer în funcție de unghiul RAC :

$$\frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{1}{L_{\min}} \left(\frac{1}{m_B} \frac{dm_L}{d\varphi} - \frac{m_L}{m_B^2} \frac{dm_B}{d\varphi} \right) \quad (25)$$

Se obține astfel următorul sistem de ecuații diferențiale :

$$\begin{aligned} \frac{dm}{d\varphi} &= \frac{dm_B}{d\varphi} + \frac{dm_A}{d\varphi} + \frac{dm_E}{d\varphi} \quad \cdot \\ \frac{dT}{d\varphi} &= \frac{1}{mC_v} \left(\frac{dQ_B}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV}{d\varphi} + \frac{dm_A}{d\varphi} h_a + \frac{dm_E}{d\varphi} h \right) - \\ &\quad - \frac{1}{mC_v} \left(u \frac{dm}{d\varphi} + m \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\varphi} \right) \end{aligned} \quad (26-27)$$

Unde în relațiile (24) și (25),unii din termeni nu se consideră în anumite etape de funcționare a motorului Introducând ecuația (24) în ecuația (25) se obține :

$$\begin{aligned} \frac{dT}{d\varphi} &= \frac{1}{mC_v} \left[\frac{dQ_B}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV}{d\varphi} + (h_a - u) \frac{dm_A}{d\varphi} \right] + \\ &\quad + \frac{1}{mC_v} \left[(h - u) \frac{dm_E}{d\varphi} - m \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\varphi} - \frac{dm_B}{d\varphi} u \right] \end{aligned} \quad (28)$$

Temperatura T a gazelor din cilindru se folosește la calculul temperaturii gazului de evacuare, care se calculează utilizând variația căldurii în galeria de evacuare, după următoarea relație :

$$\frac{dQ_{EK}}{d\varphi} = \dot{m}_E C_p (T_E - T) \frac{1}{\omega_M} \quad (29)$$

Temperatura necunoscută din secțiunea 2 din Fig. 3 se calculează ținând cont de faptul că pentru un element de suprafața dA este valabilă relația :

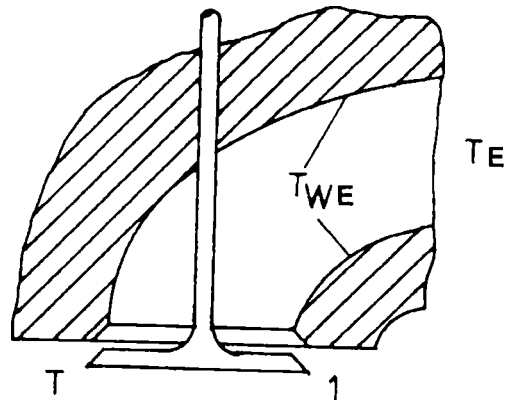


Fig.3 - Cănal de evacuare

$$\frac{d\dot{Q}}{dA} = \alpha_{EK}(T_{WE} - T) = \dot{m}_E C_p \frac{dT}{dA} \quad \text{de unde obținem}$$

$$\frac{dT}{dA} = \frac{d\dot{Q}}{dA} \frac{1}{\dot{m}_E C_p} = \alpha_{EK}(T_{WE} - T) \frac{1}{\dot{m}_E C_p} \quad (30)$$

$$\int_T^{T_E} \frac{dT}{T_{WE} - T} = \int_{(A)} \frac{\alpha_{EK}}{\dot{m}_E C_p} dA$$

Prin integrare și prelucrare se obține :

$$T_E = T_{WE} + (T - T_{WE}) \exp\left(\frac{A_{EK} \alpha_{EK}}{\dot{m}_E C_p}\right) \quad (31)$$

Coeficientul de transfer de căldură se obține din relația următoare :

$$\alpha_{EK} = 0.00179102 \left(1 - 0.797 \frac{r}{d}\right) \cdot \dot{m}_E^{0.5} \cdot \frac{T^{0.41}}{D^{1.5}} \quad (32)$$

unde r reprezintă ridicarea supapei de evacuare, d - diametrul scaunului supapei de evacuare.

2.2 Calculul elementelor geometrice ce variază în timpul funcționării motorului

Urmărirea prin calcul a variațiilor mărimilor de stare ale gazului de lucru din cilindru presupune cunoașterea datelor geometrice ale motorului. În Fig. 4 se prezintă geometria motorului, utilizându-se notațiile tradiționale : d - alezajul, s - cursa, l - lungimea bielei, r - raza manivelei, V_C , n_M , volumul camerei de ardere, respectiv turația motorului :

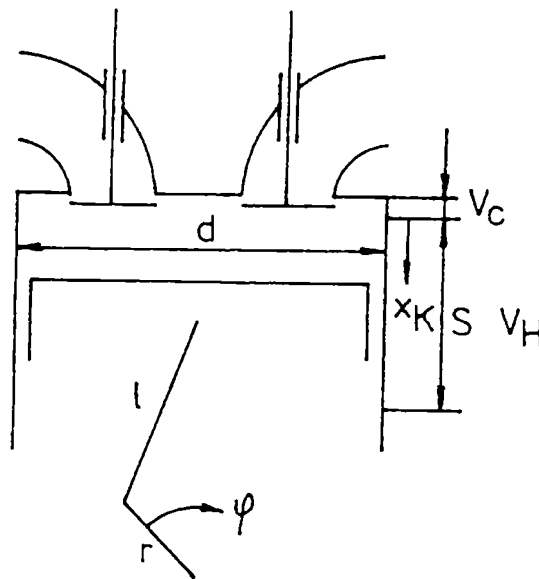


Fig. 4 - Geometria motorului

Volumul cilindrului și raportul de comprimare se calculează cu relațiile :

$$V_H = \frac{\pi d^2}{4} s \quad \text{respectiv} \quad (33-34)$$

$$\varepsilon = \frac{V_H + V_C}{V_C}$$

Pentru unghiul φ valorile în p.m.i sunt multipli de 2π , iar în p.m.e el ia valori din șirul $(2k+1)\pi$. Deplasările pistonului și volumul cilindrului în funcție de unghiul RAC sunt definite prin :

$$x_K = \frac{s}{2} \left(1 - \cos\varphi + \frac{\lambda_s}{2} \sin^2 \varphi \right)$$

$$V = V_c + \frac{V_H}{2} \left(1 - \cos\varphi + \frac{\lambda_s}{2} \sin^2 \varphi \right) \quad \text{unde} \quad (35-36-37)$$

$$\lambda_s = \frac{r}{l}$$

De unde se obține variația volumului cilindrului prin derivare. Pentru calculul schimbului de încărcătura între gazul de lucru și pereții cilindrului trebuie cunoscute suprafețele cu care acesta se află în contact, suprafețele constante ale : capului pistonului și chiulasei (în care se iau în considerare inclusiv suprafețele talerelor supapelor) precum și suprafața variabilă a cămășii cilindrului.

Pentru calculul fenomenelor de schimb de încărcătura se calculează secțiunile oferite de supape în conformitate cu schema din figura :

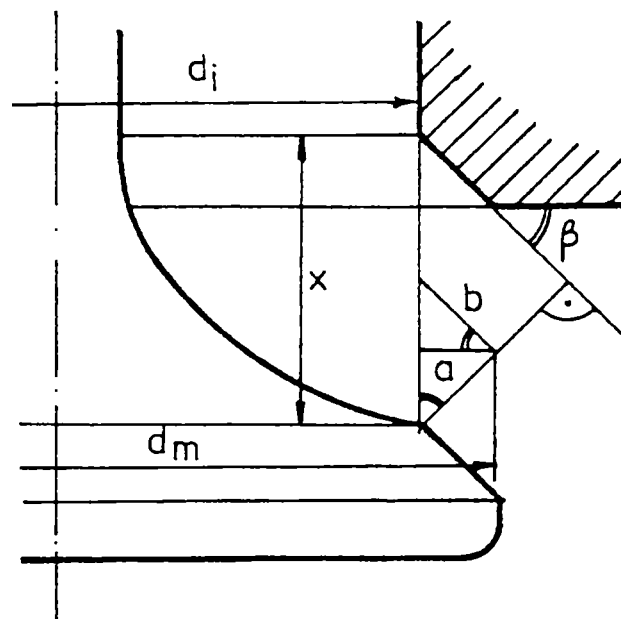


Fig. 5 - Geometria supapei

S-a notat cu x - înălțimea de ridicare momentană a supapei, cu d_i și β diametrul interior al scaunului supapei respectiv unghiul scaunului, cu z - numărul de supape și cu indicii A respectiv E admisiunea respectiv evacuarea. Cu aceste notații avem :

$$b = \frac{x}{2} \sin \beta \quad (38-39)$$

$$a = b \cos \beta$$

$$d_{m,A,E} = d_i + x_{A,E} \sin \beta \cos \beta$$

$$A_{A,E} = \pi z_{A,E} (d_{i,A,E} + x_{A,E} \cos \beta \sin \beta) \cos \beta \quad (40-41-42)$$

$$A_{ef,A,E} = A_{A,E} \mu_{A,E}$$

Cu indicele f, s-a notat secțiunea efectivă de curgere care depinde de coeficienții de debit μ ce se determină experimental sau se calculează. Curbele de ridicări ale supapelor se determină prin măsurători sau se calculează din geometria sistemului de distribuție. Un mod de calcul a ridicărilor supapelor determinate pe baza schemei cinematice a sistemului de distribuție, pentru un caz specific poate fi consultat în (54). Aceste relații definesc modificările geometrice ale motorului în timpul funcționării și permit calculul mărimilor de stare ale gazului din cilindru.

3.3 Sistemul de evacuare

Pentru calculul fenomenelor din sistemele de evacuare se folosește metoda umplerii și golirii, în care fiecare conductă se umple intermitent și se golește continuu. Aceasta înseamnă că se iau în considerare oscilațiile globale ale presiunii în timp, dar se neglijează diferențele de presiune locale. Putem afirma că această metodă dă rezultate foarte bune la un motor Diesel semirapid și satisfăcătoare la un motor Diesel rapid (47) :

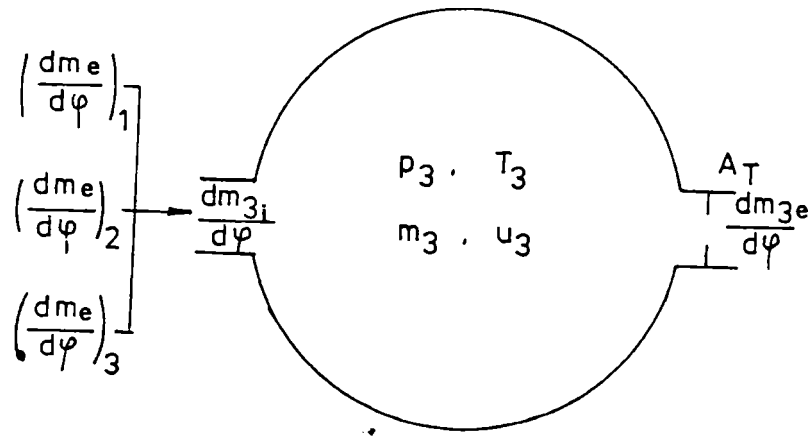


Fig. 6 - Schema sistemului de evacuare

Sistemul de evacuare se concepe ca un rezervor definit prin volum și arie laterală. Notăm cu 3 indicele ce desemnează sistemul de evacuare și aplicăm legile de conservare a masei și energiei, astfel :

$$\begin{aligned} \frac{dm_3}{d\varphi} &= \sum_{i=1}^k \left(\frac{dm}{d\varphi} \right)_i + \frac{dm_{3e}}{d\varphi} \\ \frac{d(u_3 m_3)}{d\varphi} &= \sum_{i=1}^k \left(\frac{dm}{d\varphi} \right)_i (h)_i + \frac{dQ_{W3}}{d\varphi} + h_3 \frac{dm_{3e}}{d\varphi} \\ \frac{dH_{3i}}{d\varphi} &= \sum_{i=1}^n \left(\frac{dm}{d\varphi} \right)_i (h)_i \\ \frac{dm_{3,i}}{d\varphi} &= \sum \left(\frac{dm_E}{d\varphi} \right)_i \end{aligned} \quad (43-44-45-46)$$

unde : k - numărul de cilindri conectați la rezervor, i - numărul cilindrului din care intră masa în rezervor, e-indice ce desemnează masa ieșită, u - energia internă, m - masa, Q - cantitatea de căldură pierdută prin pereți. Ecuațiile (33) și (34) exprimă fluxul de entalpie intrată respectiv cel de masă

Pentru calculul fluxului de căldură prin pereți se utilizează ecuația :

$$\frac{dQ_{W3}}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M} A_3 \sigma (T_{W3} - T_3) \quad (47)$$

unde ω reprezintă viteza de rotație a motorului; A-aria rezervorului; σ - coeficientul de schimb de căldură; T-temperatura (indicele W3 desemnează temperatura pereților iar in-

dicele 3 cea a gazelor din rezervorul de evacuare). Pentru calculul coeficientului de schimb de căldură se utilizează modelul curgerii turbulente :

$$Nu = \frac{\sigma d}{\xi} = 0.024 \left(1 + \left(\frac{d}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \cdot \mathbf{Re}^{0.786} \mathbf{Pr}^{0.45}$$

$$\mathbf{Re} = \frac{wd\rho}{\mu} \quad (48-49-50-51)$$

$$\xi = 3.65182 \cdot 10^{-4} T^{0.748} \quad \left[\frac{W}{m} \right]$$

$$\mu = 5.17791 \cdot 10^{-7} T^{0.62} \quad \left[\frac{Ns}{m^2} \right]$$

unde ξ este coeficientul de conducție termică, iar vâscozitatea dinamică μ se calculează după (46, 47).

La calculul de masă evacuat din rezervorul de evacuare, turbina se consideră un drosel cu secțiunea redusă depinzând de coeficienții de debit ai turbinei :

$$A_{Tred} = A_T \mu_T$$

$$A_T = \text{secțiunea echivalenta} \quad (52)$$

$$\mu_T = \text{coeficient de debit}$$

Debitul de masă evacuat prin turbină se calculează cu formula :

$$\frac{dm_{3e}}{d\varphi} = -\frac{dm_T}{d\varphi} = -\frac{1}{\omega_M} A_{Tred} \sqrt{2p_3\rho_3} \sqrt{\frac{k_3}{k_3-1} \left[\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{k_1} - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k_1+1}{k_1}} \right]} \quad (53)$$

$$\psi = \sqrt{\frac{k_3}{k_3-1} \left[\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{k_1} - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k_1+1}{k_1}} \right]} \quad (54)$$

Variația temperaturii în sistemul tubulaturii de evacuare este dată de ecuația :

$$\frac{dT_3}{d\varphi} = \frac{1}{m_3 C_{v3}} \left[\frac{dm_{3e}}{d\varphi} (h_{3e} - u_3) + \frac{dQ_{W3}}{d\varphi} + \frac{dm_{3e}}{d\varphi} RT_3 - m_3 \frac{\partial u_3}{\partial \lambda} \frac{d\lambda_3}{d\varphi} \right] \quad (55)$$

Presiunea rezultă din ecuația de stare :

$$p_3 V_3 = m_3 RT_3 \quad (56)$$

3.4 Sistemul de admisiune

La calculul punctelor de funcționare staționară a motoarelor Diesel în patru timpi, se pot considera pentru admisiune parametri aproximativ constanți, neglijându-se efectul de întârziere la stabilirea parametrilor la intrarea în cilindru, efect introdus de volumul admisiunii. Pentru regimurile dinamice acest efect nu mai poate fi neglijat, el fiind luat în considerare prin utilizarea metodei umplerii și golirii în care sistemul admisiune se consideră că este format din rezervorul de admisiune și din răcitorul intermediar de aer de supraalimentare, conform figurii :

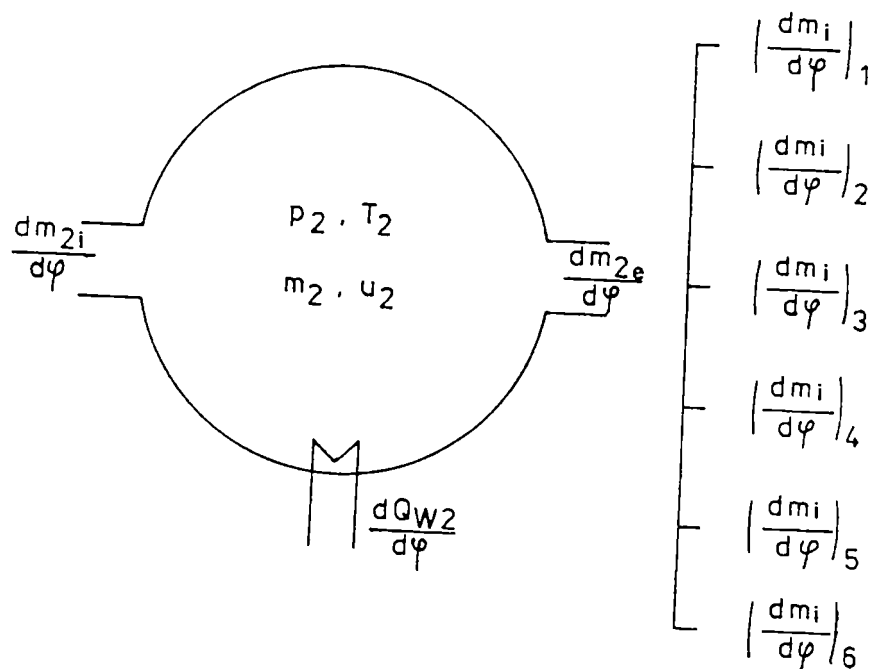


Fig. 7 - Schema sistemului de admisie

Debitul de masă intrată este furnizat de compresor și poate fi aflat din caracteristica acestuia (indicele 2 desemnează mărimile din sistemul de admisie) , iar debitul de masă ieșită se obține din suma debitelor de mase intrate în fiecare cilindru :

$$\frac{dm_{2i}}{d\varphi} = -\frac{dm_c}{d\varphi}$$

$$\frac{dm_{2e}}{d\varphi} = \sum_{q=1}^k \left(\frac{dm_{ci}}{d\varphi} \right)_q \quad (57-58)$$

Din caracteristica răcitorului intermediar se poate stabili căldura evacuată :

$$\frac{dQ_R}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M} (T_{ai} - T_{2i}) \dot{\Phi} \quad (59)$$

Unde puterea de răcire specifică Φ este dependentă de debitul de aer și apă iar temperaturile care apar reprezintă : prima temperatura apei la intrare și cea de-a doua temperatura aerului la intrare. Rezultă astfel un sistem de două ecuații diferențiale pentru descrierea evoluției stărilor din sistemul de admisie :

$$\begin{aligned} \frac{dm_2}{d\varphi} &= \frac{dm_{2i}}{d\varphi} + \frac{dm_{2e}}{d\varphi} \quad \cdot \\ \frac{dT_2}{d\varphi} &= \frac{1}{m_2 C_{v,2}} \left(\frac{dm_{2i}}{d\varphi} h_{2i} + \frac{dQ_R}{d\varphi} + \frac{dm_{2e}}{d\varphi} h_2 - \frac{dm_2}{d\varphi} u_2 \right) \end{aligned} \quad (60-61)$$

Entalpia aerului proaspăt de intrare se stabilește pe baza relației izentropiei și a relației de definiție a randamentului adiabatic al compresorului :

$$\begin{aligned} \frac{T_{2is}}{T_1} &= \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \\ \eta_{isc} &= \frac{h_{2is} - h_1}{h_{2a} - h_1} \end{aligned} \quad (62-63)$$

Presiunea din sistemul de admisie se calculează tot cu ajutorul ecuației de stare.

$$p_2 = \frac{m_2 R T_2}{V_2} \quad (64)$$

Pierderile de presiune pe admisiune se pot aproxima cu o relație de forma :

$$(\Delta p)_2 = f_2 \rho w^2 \quad (65)$$

Factorul de proporționalitate f se determină în cazul cunoașterii unui regim de funcționare după relația (51), derivată din (50) :

$$\Delta p_2 = f_2 \frac{\dot{m}_2^2}{\rho_2} \quad (66)$$

3.5 Grupul de turbosupraalimentare

La motoarele Diesel turbosupraalimentate, motorul și turbosufianta sunt cuplate termogazodinamic, iar compresorul și turbina sunt cuplate mecanic. Entalpia gazelor de ardere se transformă în turbină în lucru mecanic, care în cazul staționar acoperă lucrul mecanic necesar compresorului care alimentează motorul cu aer proaspăt la presiunea de supraalimentare corespunzătoare .

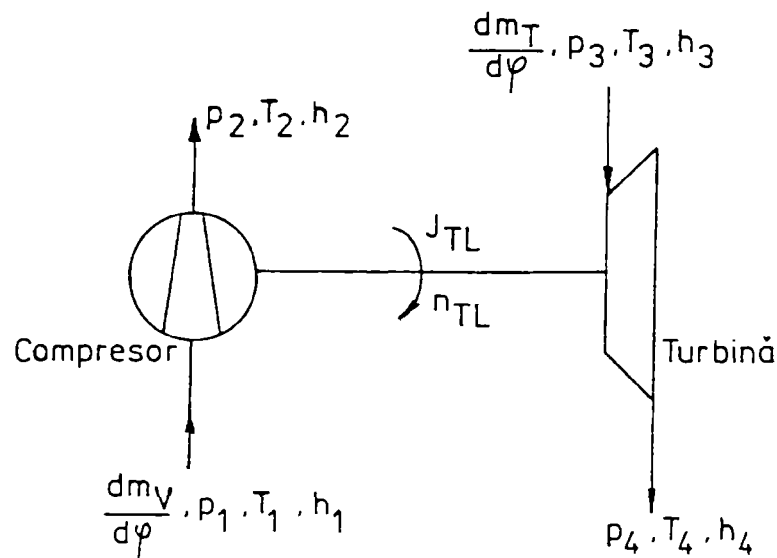


Fig. 8 - Schema sistemului turbină-compresor

Ecuția de bilanț de putere pentru sistemul turbină - compresor se scrie sub forma :

$$J_{TS} \omega_{TS} \frac{d\omega_{TS}}{dt} = P_T + P_S \quad (67)$$

Puterea pusă la dispoziția compresorului de către turbină este dată de :

$$P_T = \omega_M \frac{dm_T}{d\varphi} \cdot \eta_{isT} \eta_{mT} \cdot T_3 \cdot C_{p3} \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (68)$$

Mărimile cu indicele 3 se iau din sistemul de evacuare. Masa transportată prin turbina se calculează conform relației (40) care necesită cunoașterea secțiunii geometrice echivalente a turbinei și coeficienții de debit. La turbinele axiale se definește o secțiune rezultantă a turbinei, calculată din secțiunea oferită de inelul de diuze circulare (cu indicele D) și din suprafața liberă oferită de rețeaua de palete mobile (cu indicele S), prin relația :

$$A_T = \frac{A_D A_S}{\sqrt{A_D^2 + A_S^2}} \quad (69)$$

La turbinele radiale secțiunea geometrică echivalentă se consideră ca fiind secțiunea minimă. Ținând cont de aceste definiții ale secțiunilor se determină prin măsurători pe stand mărimile coeficienților de debit, după relația :

$$\mu_T = \frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_{th}} \quad (70)$$

unde indicele T numește debitul măsurat, iar indicele th pe cel calculat din secțiunea echivalentă și raportul de presiuni existent :

$$\dot{m}_{th} = A_T \sqrt{2p\rho} \cdot \psi(k, \pi_T) \quad (71)$$

Coeficienții de debit pot fi obținuți din caracteristica turbinei funcție de cifra de fugă sau de turația raportată și raportul presiunilor (u / c_0 sau $n_{TS} / \sqrt{T_3}$ și π_T). Cifra de fugă este definită ca raportul viteza periferică u și de viteza ideală C_0 rezultată din :

$$C_0^2 = 2(h_3 - h_4) \quad (72)$$

Tot pe stand se obține și randamentul adiabatic al turbinei, care se reprezintă și el pe caracteristică. La turbinele mici în acesta se înglobează și randamentul mecanic total al turbinei și compresorului, compresorul fiind folosit ca frână în măsurători. La turbinele mari, randamentul mecanic se determină separat și poate depăși valori de 99.8%. Pentru utilizarea în calcule, caracteristica turbinei se memorează pentru calcule prin puncte

definite de cifra caracteristică și turația raportată, în care se dau coeficienții de debit și randamentele adiabatic:

$$\begin{aligned} \mu_T &= \mu_T \left(\frac{u}{C_0}, \frac{n_{TS}}{\sqrt{T_3}} \right) \\ \eta_{isT} &= \eta_{isT} \left(\frac{u}{C_0}, \frac{n_{TS}}{\sqrt{T_3}} \right) \end{aligned} \quad (73-74)$$

Debitul gazelor de evacuare ce trece prin turbină este suma debitelor date de rezervoarele de evacuare ce debitează în turbina respectivă. Secțiunea turbinei se împarte la numărul de rezervoare interconectate, considerându-se ca debitele furnizate de acestea acționează independent asupra turbinei. Se obține astfel, pentru fiecare vană de gaze de evacuare, coeficientul de debit și randamentul adiabatic funcție de parametrii amintiți. Puterea totală a turbinei se obține prin însumarea valorilor parțiale obținute pentru fiecare tronson. Caracteristica turbinei se utilizează identic pentru toate segmentele considerate, neglijându-se influențele reciproce între tronsoanele conductei de evacuare și neuniformitățile ce apar între diferite zone ale turbinei.

Puterea preluată de compresor este egală cu :

$$P_C = -\omega_M \frac{dm_c}{d\varphi} \frac{1}{\eta_{isc} \cdot \eta_{mc}} T_1 \cdot C_{p1} \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \quad (75)$$

Randamentul compresorului și debitul volumic este definit prin caracteristica sa :

$$\begin{aligned} \dot{V}_C &= \dot{V}_C \left(\frac{p_2}{p_1}, n_{TS} \right) \\ \eta_{isc} &= \eta_{isc} \left(\frac{p_2}{p_1}, n_{TS} \right) \end{aligned} \quad (76-77)$$

Caracteristica compresorului se ridică pe stand în funcție de parametrii din paranteze (raportul presiunilor și turația redusă), memorându-se punctele măsurate. Randamentul și derivata debitului volumic, ca și parametrii curenți, se determină prin interpolare (indicele "bez" numește debitul volumic curent). Derivata debitului masic în raport cu unghiul RAC se calculează cu relația :

$$\frac{dm_c}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M} \frac{p_1}{RT_1} \dot{V}_{bez} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \quad (78)$$

Din ecuația de bilanț (52) se poate determina modificarea turației la modificarea regimului funcțional al grupului de supraalimentare :

$$\frac{dm_c}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M \omega_{TS} J_{TS}} (P_T + P_C) \quad (79)$$

unde prin J s-a notat momentul de inerție mecanic al turbosuflantei.

3.6 Sistemul motor - consumator

În figură este prezentată schița sistemului motor-consumator :

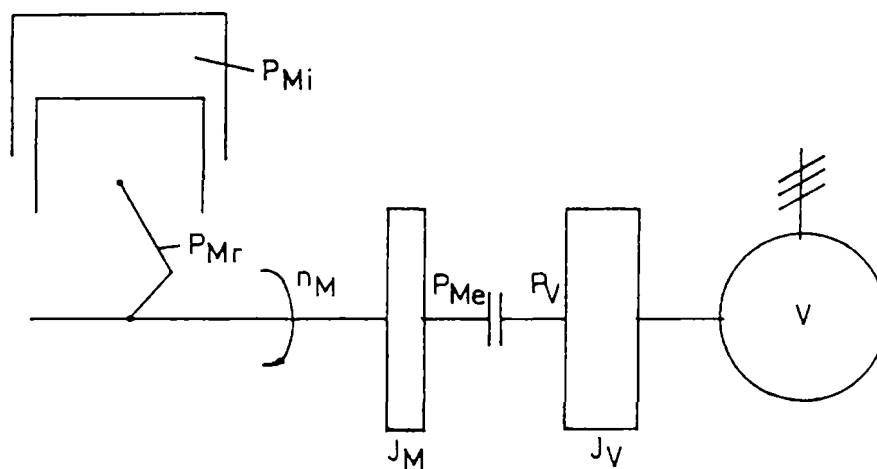


Fig. 9 - Sistemul motor consumator

Puterea indicată rezultă din însumarea puterilor cedate fiecărui piston, calculate din lucrul mecanic dat de relația (3) și viteza unghiulară :

$$P_{M,i} = \left(\sum_{i=1}^q \frac{dW_i}{d\varphi} \right) \cdot \omega_M \quad (80)$$

După scăderea puterii pierdute prin frecare rămâne puterea efectivă a motorului, disponibilă la arborele cotit:

$$P_{M,e} = P_{M,i} - P_{M,r} \quad (81)$$

Pentru calculul pierderilor prin frecare se utilizează metoda de evaluare empirică din (47), care permite calculul presiunii medii de frecare în funcție de alezaj, turație și domeniu de turație în care poate funcționa motorul, gradul de supraalimentare și creșterile de temperatură pentru fluidul de răcire și ulei, astfel :

Turatia si alezajul prin:

$$\Delta p_{r,1} = 6.7 D^{-0.329} - 89 D^{-0.943} \left[1 - \left(\frac{n}{n_{nom}} \right)^2 \right]$$

Sarcina prin:

$$\Delta p_{r,2} = 0.0002 \cdot p_e^3 - 0.006 \cdot p_e$$

Pr esiunea de supraalimentare prin:

(82-83-84-85-86)

$$\Delta p_{r,3} = (\pi_c - 1) \cdot \sqrt{-0.18 \cdot c_m + 0.1874}$$

Temperatura apei si uleiului:

$$\Delta p_{r,4} = -0.005 \cdot \Delta T_{apa}$$

$$\Delta p_{r,5} = -0.0055 \cdot \Delta T_{ulei}$$

Toate aceste relații empirice au anumite domenii de valabilitate, de care trebuie să se țină cont. Presiunea de frecare medie se obține prin corecția aditivă a unei constante a presiunii de frecare (cunoscută pentru un anumit regim) cu aceste căderi de presiune stabilite empiric. Rezultă astfel puterea pierdută prin frecare din relația :

$$P_{M,r} = p_r V_H \cdot q \cdot \omega_M \quad (87)$$

unde q reprezintă numărul de cilindri. Ecuația de echilibru pentru puterea la arborele motor este :

$$(J_{motor} + J_{consumator}) \cdot \omega_M \frac{d\omega_M}{dt} = P_{Me} + P_{cons} \quad (88)$$

unde momentele de inerție masică J sunt calculate în raport cu axa de rotație (axa arborelui). Puterea absorbită de consumator este specifică tipului acestuia. Pentru un consumator tip generator electric ce debitează pe o rezistență ohmică se poate accepta cu buna aproximație :

$$P_{cons} = \text{constanta} \quad (89)$$

Aceasta înseamnă că dacă momentul cerut de consumator crește, motorul trebuie să ofere imediat un moment mai mare. Când motorul antrenează o frână hidraulică se considera că puterea de frânare este proporțională cu puterea a treia a turației :

$$P_{cons} \approx n_M^3 \quad (90)$$

Pentru propulsia automobilelor, este necesară cunoașterea dependentei puterii de frânare a autovehiculului (inclusiv cu eventuala caracteristică de transmisie). În acest caz se poate utiliza o relație de forma:

$$P_{cons} = aw + bw^2 + cw^3 \quad (91)$$

Este necesar să se ia în calcul toate momentele de inerție a maselor în mișcare de rotație față de axa arborelui cotit. Totodată, masa autovehiculului M_a se reduce la raza r a roții în raportul dintre turația motorului și turația roții, printr-un moment de inerție polar :

$$J_{autovehicul} = \frac{M_a \cdot r^2}{\left(\frac{n_M}{n_{ro}}\right)^2} \quad (92)$$

Variația turației motorului și timpul real se obțin din relațiile :

$$\frac{d\omega_M}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M^2 (J_{motor} + J_{consumator})} (P_{Me} + P_{cons}) \quad (93)$$

$$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M}$$

3.7 Asupra posibilităților oferite de programul de calcul DYN

Programul de calcul realizat permite evaluarea ciclului real pentru un motor Diesel turbosupraalimentat având o schemă de principiu de forma celei din Fig. 10. El este conceput modular, fiecare subsistem fiind tratat separat în subprograme specifice. Calculul variațiilor parametrilor definitorii pentru diferitele procese termice - gazodinamice sau mecanice - se realizează prin integrare numerică prin metoda Runge-Kutta, în funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit, prin care se exprimă variabila timp.

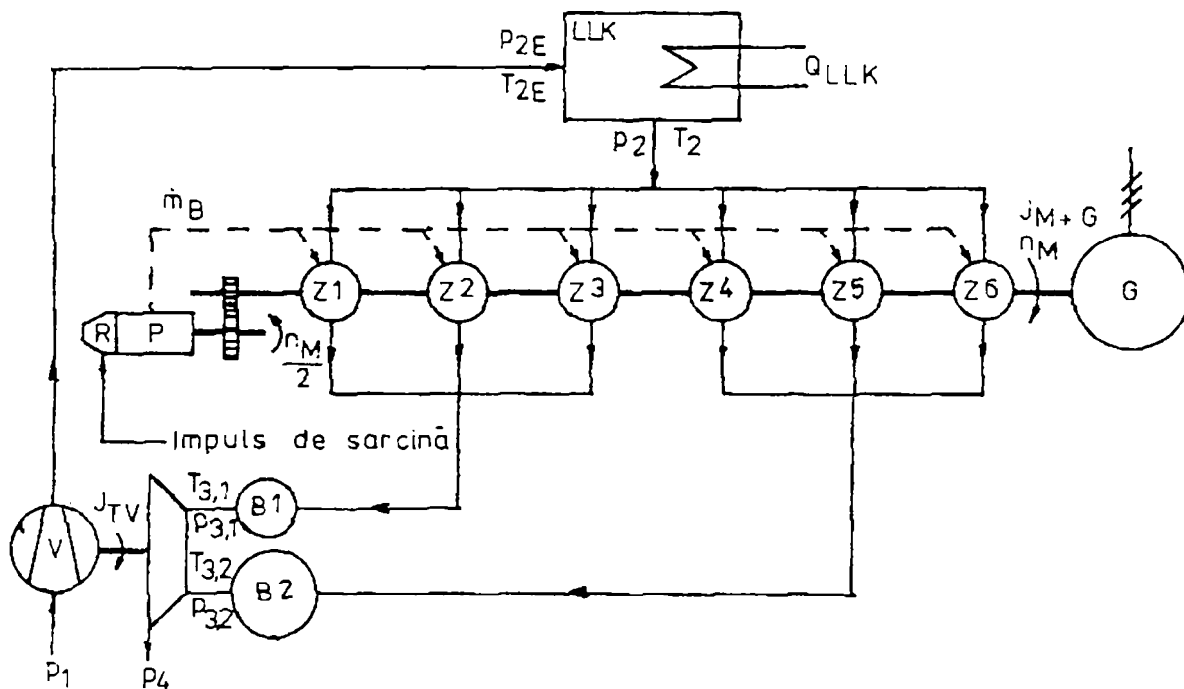


Fig. 10 - Schema de organizare a unui motor Diesel supraalimentat cu 6 cilindri

La integrarea ecuațiilor diferențiale ale sistemelor parțiale se utilizează pași diferiți, astfel încât să se evite diferențele mari ce pot apare între gradientii mărimilor de stare, diferențe datorate vitezelor diferite de variație a aceluiași parametru în subsisteme diferite. Astfel, se au în vedere variații ale pasului de integrare de la ordinul a 0.1 grade RAC la 5 grade RAC, depinzând de severitatea variațiilor parametrilor în timp. Integrarea se orien-

tează după fazele primului cilindru, pentru care se definește și pasul integrării de ansamblu. Programul oferă următoarele posibilități:

1. Calculul ciclurilor de lucru simultan în până la opt cilindri
2. Calculul parametrilor de stare în sistemul de admisiune, cu luarea în considerare a caracteristicii răcitorului aerului de supraalimentare.
3. Calculul dinamicii turbosuflantei, cu utilizarea caracteristicilor suflantei și turbinei.
4. Calculul dinamicii motorului, cu utilizarea caracteristicii consumatorului
5. Calculul cantității de combustibil debitate prin utilizarea caracteristicii respective (dependent de turația pompei și deplasarea cremalierii)
6. Evaluarea performanțelor motorului la diverse regimuri de lucru.
7. Evaluarea comportării motorului la schimbarea unor agregate (compresor, turbina, compresor, răcitor intermediar) etc.

Pentru a se putea utiliza acest program de calcul sunt necesare o serie de date pentru definirea soluției constructive . Sunt necesare următoarele :

0. Schema de principiu a motorului supraalimentat cuprinzând modul de racordare a cilindrilor la grupul de supraalimentare (de tipul celei din Fig.10)

1. Date constructive și de proces privind motorul.

Cursa[m] Alezaj.....[m]

Raportul adimensional al bieiei [r/L]

Suprafața chiulasei corespunzătoare unui cilindru.....[m²]

Suprafața capului pistonului[m²]

Raportul de comprimare.....

Volumul inițial al camerei de ardere.....[m³]

Distribuția : i.s.ad.[RAC]

d.s.ev. [RAC]

d.s.ad. [RAC]

i.s.ev. [RAC]

Numărul de supape pe cilindru : de admisie de evacuare

Diametrul scaunului supapei de admisie[m]

de evacuare[m]

Unchiul scaunului supapei de admisie[grade]

de evacuare[grade]

Diametrul canalului de evacuare[m]

Suprafața laterală a colectoarelor de evacuare[m²]

Volumul colectoarelor de evacuare[m³]

(Atât suprafața cât și volumul se referă la un grup de cilindri legați în comun. Dacă avem mai multe grupuri de cilindri (legați trei câte trei de exemplu) atunci pentru fiecare grup vor fi precizate aria și volumul.) . Idem admisie.

Legea de ridicare a supapei de admisie . Idem pentru supapa de evacuare

Începutul injecției[RAC]

Sfârșitul injecției[RAC]

Coeficienții de debit pentru supapele de evacuare respectiv de admisie.

Temperatura medie a capului pistonului[K]

Temperatura medie a chiulasei [K]

Temperatura medie a cămășii cilindrului[K]

Date necesare acordării legii de ardere : diagrama indicată

cel puțin presiunea maximă în cilindru

2. Date privind compresorul : Caracteristica compresorului (debit volumic-turație-raport de comprimare randament adiabatic) în minim zece puncte la fiecare turație.

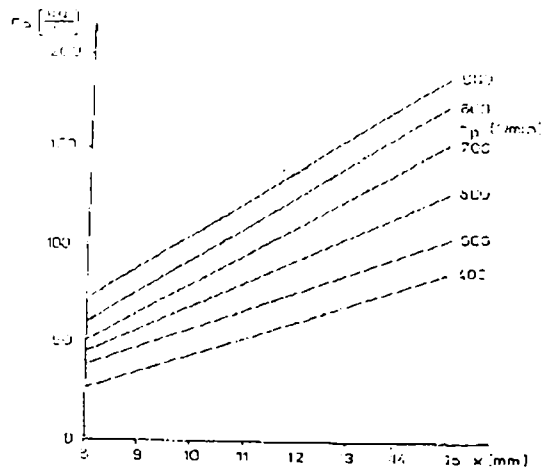


Fig. 11 - Caracteristica unui sistem de injecție

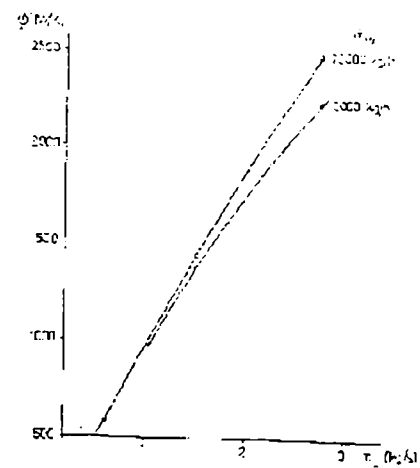


Fig.12 - Caracteristica răcitorului intermediar

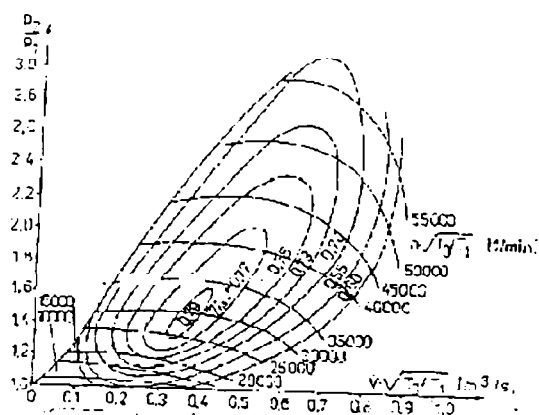


Fig. 13 - Caracteristica unui compresor radial

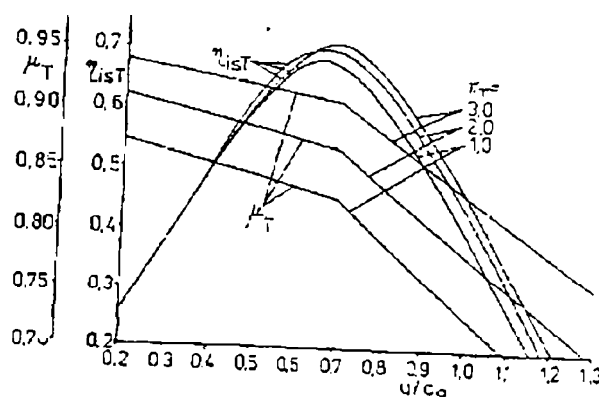


Fig. 14 - Caracteristica unei turbine radiale

Randamentul mecanic al compresorului. (Caracteristica de tipul celei din Fig.13)

3. Date privind turbina ;

Diametrul mediu al rotorului turbinei[m]

Aria echivalentă a turbinei[m²]

Momentul de inerție al turbosuflantei [kg m²]

Randamentul mecanic al turbinei

Caracteristica turbinei (turație redusă - cifra caracteristică - coeficient de debit - randament adiabatic) în minimum 10 puncte la fiecare turație. (Caracteristica de tipul celei din Fig.14)

4. Date privind motorul și consumatorul.

Momentul de inerție al motorului și consumatorului [kg m²]

Turația nominală a motorului [1/min]

Constanta pierderilor de presiune[bar]

Puterea consumatorului [KW]

5. Date privind injectorul : Caracteristică sub forma din figura 11.

Deplasările extreme ale cremaliereimm ..[mm]

6. Date privind regulatorul și amortizorul de oscilații (pentru regimuri tranzitorii)

7. Date privind răcitorul intermediar : Caracteristică sub forma din figura 12.

8. Parametrii de proces estimați :

Turația motorului	[1/min]
Turația turbosuflantei	[1/min]
Deplasarea cremalierii	[mm]
Masa de combustibil pe ciclu corespunzătoare.....	[gr]
Presiunea în cilindru la închiderea supapei de admisie	[bar]
Temperatura în aceleași condiții	[K]
Unghi RAC de început al injecției	[RAC]
Volumul de aer vehiculat pe ciclu.....	[m ³]
Presiunea în fața compresorului	[bar]
Temperatura în fața compresorului	[K]
Presiunea după compresor	[bar]
Temperatura după compresor	[K]
Presiunea în fața turbinei	[bar]
Temperatura în fața turbinei	[K]
Presiunea după turbină	[bar]
Temperatura după turbină	[K]

Cap. 4. Aspecte privind utilizarea legilor formale de degajare a căldurii la simularea proceselor de ardere

4.1 Interpretarea legii de degajare a căldurii din programul de calcul DYN

În programul DYN de simulare a funcționării motoarelor Diesel cu răcitor intermediar turbosupraalimentate, se utilizează, pentru cuantificarea procesului de degajare a căldurii, legea Wiebe de ordinul I, specifică de fapt motoarelor cu aprindere prin scânteie. Autorii programului au adoptat această formă simplă a legii de degajare a căldurii, întrucât în cazul motoarelor Diesel supraalimentate delimitarea dintre faza arderii rapide și cea a arderii difuzive nu este atât de pronunțată, extremul din diagrama vitezei de degajare a căldurii fiind prezent dar nefiind determinat de o cantitate suficient de semnificativă de căldură (aria „picului” din diagrama legii de degajare a căldurii fiind mică raportat la aria totală de sub curba ce reprezintă viteza de degajare a căldurii) astfel că poate fi neglijat aportul arderii rapide, cuprinzându-se efectele ei în legea Wiebe de ordinul I printr-o modificare a parametrului de formă. În figura 1 sunt prezentate comparativ cele două legi de degajare a căldurii, cea reală (de ordinul doi), și cea care o aproximează.

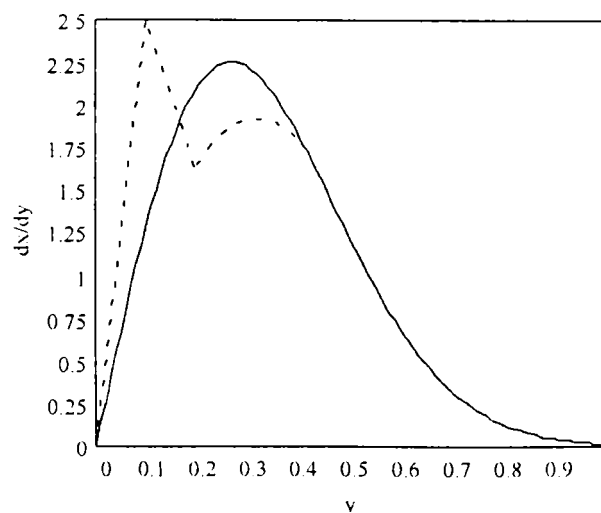


Fig. 1 Legile Wiebe de ordinul I și II

Menționăm că în cazul în care raportul de comprimare are o valoare mare, și avansul la injecție este mic, această aproximație se poate face și pentru motoarele nesupraalimentate.

Utilizarea unei legi formale de degajare a căldurii înseamnă de fapt modelarea arderii în conformitate cu legea respectivă. În principiu o astfel de lege are un caracter convențional, nereproducând decât aproximativ procesul real. Totuși, legile formale sunt des aplicate, în special în cazul simulărilor regimurilor dinamice, întrucât există modalități de estimare a variațiilor parametrilor definiției cu schimbarea regimurilor de lucru, reușindu-se astfel reproducerea destul de fidelă a regimurilor tranzitorii.

4.2 Legile formale de degajare a căldurii de tip Wiebe - cazuri particulare ale metodei Weibull

Simularea comportării sistemelor implică determinarea factorilor principali ce le influențează funcționarea și modelarea interacțiunilor dintre ei, în scopul cuantificării performanțelor la care acestea vor evolua. Metoda Weibull este bazată pe un model statistic de estimare a variației anumitor parametri, model ce are la bază distribuția cu același nume. Asociată de practicieni aproape invariabil cu studii de durabilitate și/sau fiabilitate - datorită formei simple, a faptului că prezintă avantaje față de modelul exponențial (conține doi parametri suplimentari fiind deci mai fidel în descrierea unor procese complexe) sau de cel normal (dând posibilitatea caracterizării proceselor asimetrice), și nu în ultimul rând a faptului că înglobează aceste modele precum și modelul Rayleigh și altele sub forma unor cazuri particulare - modelul Weibull tinde să fie utilizat în cele mai diferite domenii. Utilizarea extrapolării fenomenologice împreună cu emiterea unor ipoteze asupra parametrilor ce caracterizează fenomenul sau procesul, poate facilita în mare măsură modelarea credibilă pe baza metodei Weibull, obținându-se manifestarea tendinței esențiale de evoluție (trendul), subordonând sau anulând anumite trăsături neesențiale.

Un caz particular de aplicare a metodei Weibull este evaluarea legii de degajare a căldurii în cazul arderii la motoarele cu ardere internă, caz ce conduce la obținerea legilor

formale de degajare a căldurii de tip Wiebe. Încadrarea acestui caz în formalismul general este prezentată în cele ce urmează.

4.2.1 Formalismul matematic al metodei Weibull

A. În forma clasică, repartiția Weibull are densitatea exprimată prin relația :

$$f(x) = \begin{cases} \alpha C x^{\alpha-1} \exp(-C x^\alpha) & \text{pentru } x > 0, \alpha > 0 \\ 0 & \text{in rest} \end{cases} \quad (1)$$

Funcția de repartiție se exprimă astfel:

$$F(x) = 1 - \exp(-C x^\alpha) \quad (2)$$

În cazul modelului triparametric curba funcției de frecvență (CFF), este definită de relația:

$$f_x(x; \theta, \beta, \gamma) = \frac{\beta}{\theta} \left(\frac{x-\gamma}{\theta} \right)^{\beta-1} \exp\left(-\left(\frac{x-\gamma}{\theta}\right)^\beta\right) \quad \text{unde } x > \gamma, \theta > 0, \beta > 0 \quad (3)$$

Parametri au următoarele denumiri, β - parametru de formă (influențează alura curbei Weibull determinând localizarea punctului de maxim, γ - parametrul de localizare (determină translatarea CFF pe axa Ox), θ - parametru de scară reală (determină față de cazul $\theta = 1$, o divizare cu θ a valorilor lui f și o multiplicare a valorilor lui x cu θ , valoarea ariei totale de sub curbă rămânând egală cu 1 (integrarea făcându-se de la 0 la ∞).

Notând cu $s = (x - \gamma) / \theta$ putem scrie :

$$f_x = g(s, \beta) = \beta s^{\beta-1} \exp(-s^\beta) \quad \text{de unde rezulta} \quad (4)-(5)$$

$$g'(s) = \beta s^{\beta-2} (\beta - 1 - \beta s^\beta) \exp(-s^\beta)$$

Anulând prima derivată, cu β considerat constant se obține punctul de maxim:

$$s_{\max} = \left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^{\frac{1}{\beta}} \quad (6)-(7)$$

$$g_{\max} = \beta \left(\frac{\beta - 1}{\beta e}\right)^{1 - \frac{1}{\beta}}$$

B. Varianta de amestec a modelului Weibull

Prin sumarea a k repartiții de același tip, dar de parametri distincți, se obține funcția de repartiție:

$$F(x) = \sum_{i=1}^k p_i F_i(x) \quad \text{unde } 0 \leq p_i \leq 1 \quad ; \quad \sum_{i=1}^k p_i = 1 \quad (8)-(9)$$

$$F_i(x) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{x - \gamma_i}{\theta_i}\right)^{\beta_i}\right)$$

C. Varianta compusă a modelului Weibull

În acest caz funcția de repartiție se ia sub forma:

$$F(x) = F_i(x) \quad \text{pentru} \quad \delta_i \leq x \leq \delta_{i+1} \quad i = 1, 2, \dots, r \quad (10)$$

unde δ_i reprezintă punctele de separare (se mai numesc și parametri de separare). Pentru un model cu r puncte de separare, evident se vor considera $r-1$ "părți" ale funcției de repartiție F de forma celor de la modelul de amestec F_i .

4.2.2. Legile formale de degajare a căldurii de tip Wiebe ca rezultate particulare ale metodei Weibull

În urma analizei datelor experimentale obținute la un mare număr de motoare cu aprindere prin scânteie, Wiebe propune pentru trendul legii de degajare a căldurii legea ce-i poartă numele. După cum vom arăta în cele ce urmează, această lege derivă din modelul Weibull, meritul principal al autorului constând în semnificațiile fizice atribuite majorității parametrilor.

Notând cu $m+1$ parametrul de formă, cu φ_{ia} parametrul de localizare (a curbei de frecvență pe axa absciselor), cu $\frac{1}{a^{m+1}} (\varphi_{sa} - \varphi_{ia})$ parametrul de scară, respectiv cu φ abscisa, introducând aceste notații în legea modelului triparametric Weibull și notând funcția de repartiție cu x și cu $y = (\varphi - \varphi_{ia}) / (\varphi_{sa} - \varphi_{ia})$ se obține legea lui Wiebe clasică:

$$x = 1 - \exp(-a y^{m+1}) \quad \text{unde} \quad x = \frac{Q_c(\varphi)}{Q_{c_{tot}}} = \frac{m_c(\varphi)}{m_{c_{tot}}} \quad (11)$$

Curba funcției de frecvență (CFF) se asimilează cu viteza adimensională de degajare a căldurii, astfel că pentru viteza efectivă de degajare a căldurii se obține în final:

$$\frac{dQ_c(\varphi)}{d\varphi} = \frac{Q_{c_{tot}}}{\Delta\varphi_a} a (m+1) \left(\frac{\varphi - \varphi_{ia}}{\Delta\varphi_a} \right)^m \exp \left(-a \left(\frac{\varphi - \varphi_{ia}}{\Delta\varphi_a} \right)^{m+1} \right) \quad (12)$$

unde notațiile introduse au următoarea semnificație fizică:

a - parametrul de eficiență

φ - unghi RAC curent

$\Delta \varphi_a$ - durata arderii (în grade RAC)

φ_{ia} - unghiul corespunzător începutului arderii (RAC)

φ_{sa} - unghiul corespunzător sfârșitului arderii

m - parametru de formă Wiebe

Q - căldura degajată (indice C_{tot} -pe ciclu, indice C - până în momentul curent

Această metodă de evaluare a legii de degajare a căldurii se utilizează de obicei în cazul în care există date experimentale suficiente pentru a permite aplicarea unei metode de evaluare a parametrilor, cum ar fi metoda celor mai mici pătrate sau metoda funcției de verosimilitate maximă.

O semnificație a parametrului “ a ” se obține considerând că gradul de ardere incompletă η_{in} poate fi aproximat cu $x(1)$, de unde se obține $a = \ln(1/(1-\eta_{in}))$. De obicei se adoptă pentru $x(1)$ valoarea 0.999 obținându-se pentru „ a ” valoarea 6.9.

Parametrul de formă m determină univoc (pentru cazul în care restul parametrilor sunt fixați) momentul în care viteza de degajare a căldurii este maximă și reciproc. În figurile 1, 2 și respectiv 3, 4 se prezintă influența parametrului de formă respectiv a celui de eficiență asupra legii de degajare a căldurii și a vitezei de degajare a căldurii.

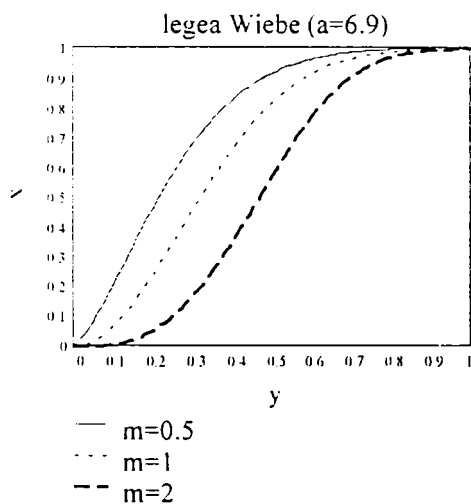


Fig. 1 Influența parametrului de formă

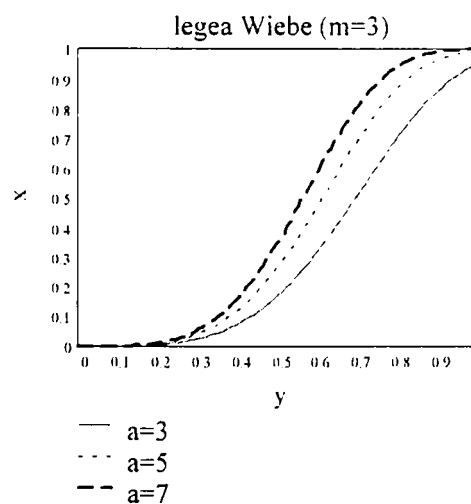


Fig. 2 Influența parametrului de

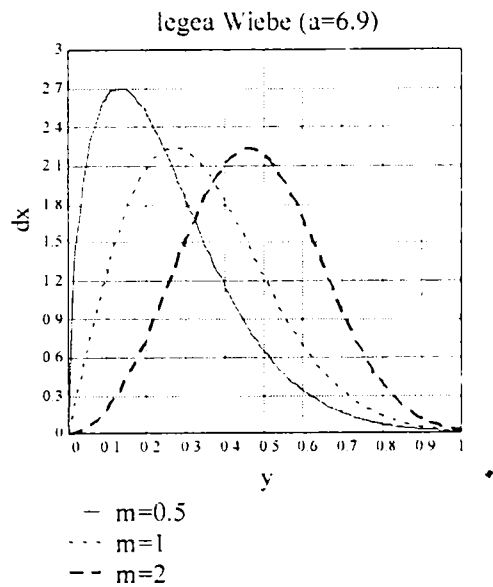


Fig. 3 Influența parametrului de formă

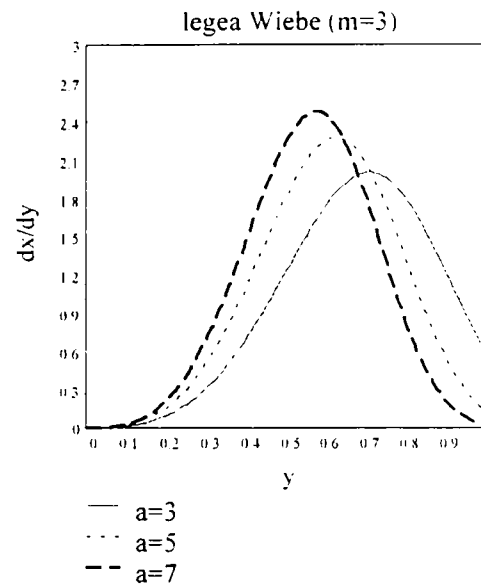


Fig. 4 Influența parametrului de eficiență

Modelul legii de ardere Wiebe 1 poate fi utilizat și la m.a.c., rezultate foarte bune obținându-se în special la motoarele supraalimentate. Principalul inconvenient al aplicării acestui model la m.a.c. constă în faptul că el ia în considerare numai masa de carburant arsă, neținând cont de legea de injecție. Acest inconvenient poate fi surmontat utilizând varianta compusă a metodei Weibull.

Un alt inconvenient al legii Wiebe clasice (de ordinul 1) este că aceasta are alura unei curbe cu un singur maxim, ori, în cazul m.a.c. există posibilitatea existenței a două puncte de maxim (sau mai multe - caz în care se poate utiliza și modelul Weibull compus). Aceste cazuri se rezolvă utilizând legea Wiebe de ordinul II ce derivă din modelul Weibull de amestec luând $k=2$ și $p_2=1 - p_1$. Utilizând notații similare se obține:

$$x(y) = p_1 \left(1 - \exp(-a y_1^{m_1+1}) \right) + (1 - p_1) \left(1 - \exp(-a y_2^{m_2+1}) \right) \quad (13)$$

Această variantă a legii de degajare a căldurii evidențiază existența a două tipuri de ardere ce se dezvoltă simultan, introduce încă un factor de formă și încă o durată a arderii precum și un factor de repartiție a energiei pe cele două tipuri de ardere. Deducerea vitezei de degajare a căldurii se face analog cu modelul clasic calculând derivata.

4.3. Evaluarea parametrilor legilor de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I.

Legile formale de degajare a căldurii se utilizează de obicei în cazul în care se dispune de cel puțin un set de măsurători complete ale parametrilor definatorii ai ciclului. Pe baza prelucrării diagramei indicate, etapă care cuprinde prelucrări matematice de netezire a rezultatelor experimentale în vederea reducerilor erorilor de derivare numerică, prin comparație cu alura legii formale de degajare a căldurii, se alege tipul de lege adecvat, după care se trece la determinarea parametrilor definatorii pentru legea formală prin aplicarea, de exemplu, a metodei celor mai mici pătrate (se află legea formală cea mai apropiată de legea obținută experimental).

O altă modalitate, mai directă și care evită operațiunile de prelucrare a diagramei indicate, este aceea de a alege inițial forma legii de degajare a căldurii, după care se simulează funcționarea motorului, pentru diverse seturi de parametri definatorii, reținându-se acei parametri pentru care se obține o diagramă indicată suficient de apropiată de cea experimentală.

Legea formală Wiebe de ordinul II, depinzând de mai mulți parametri, dă posibilitatea unei acordări mai exacte cu legea de ardere experimentală decât legea Wiebe de ordinul I și în plus evidențiază cele două etape de ardere (etapa arderii rapide a amestecurilor preformate și etapa arderii difuzive) din cazul motoarelor Diesel.

În cazul în care nu se dispune de date experimentale suficiente, metodele amintite devin inoperante. Practic, presupunând că legea de degajare a căldurii este de tip Wiebe de ordinul I, trebuie evaluați următorii parametri:

- momentul de început al arderii
- momentul de sfârșit al arderii
- parametrul de eficiență “a”
- parametrul de formă, “m”, care determină momentul în care se realizează maximumul vitezei de degajare a căldurii.

Doar pentru momentul de început al arderii există în prezent posibilități acceptabile de determinare (el fiind determinat din momentul injecției și o evaluare pentru întârzierea la autoaprindere), prin utilizarea unor relații empirice de tip Wolfer și în ipoteza cunoașterii momentului de început al injecției.

Pentru a putea estima parametri amintiți fără a dispune de date experimentale pentru un anumit motor și un anumit regim de funcționare, este necesar să se poată caracteriza arderea prin alte mijloace.

O modalitate de soluționare a acestei probleme este prelucrarea statistică, în raport cu cât mai mulți factori ce definesc soluția constructivă, a unui număr suficient de mare de motoare la care legea de degajare a căldurii este cunoscută și încadrarea în modelul statistic rezultat a cazului particular avut în vedere. O altă metodă este aceea de a determina legea de ardere prin calcul cu ajutorul unui program special. (Kiva II, Fire, etc).

Întrucât programele de firmă ne sunt practic inaccesibile, am elaborat un pachet de programe ce permit simularea arderii, în vederea obținerii unei estimări a legii de degajare a căldurii de tip Wiebe utilizabilă în programul de simulare a regimurilor tranzitorii de funcționare a m.a.i. DYN. Acest pachet este compus dintr-un program de simulare a proceselor de injecție și patru programe de simulare a ciclului real ce includ un model cu picături pentru simularea arderii.

Capitolele următoare fac obiectul prezentării acestora.

Cap. 5. Modelarea arderii norului de picături pe baza evaluării variațiilor diametrelor picăturilor în procesul de combustie

Modelul de simulare a arderii amestecurilor eterogene pe care îl vom prezenta în continuare face parte din clasa modelelor termodinamice (zerodimensionale) fenomenologice permițând dezvoltări ulterioare importante (poate lua în considerare existența unui câmp de viteze, a traiectoriilor norului de picături, a reacțiilor chimice), ipoteza fundamentală fiind cea a omogenității termice și chimice a fazei gazoase (ipoteză la care în principiu se poate renunța!), coroborată cu neglijarea fazei lichide (ea fiind practic tratată ca o distribuție de surse de gaze de ardere care, imediat ce apar modifică instantaneu parametrii definitorii ai fluidului de lucru). Modelul cuprinde alegerea legii de distribuție dimensională a picăturilor, un submodel de ardere a picăturilor în nor, unul de evaluare a legii de distribuție pe parcursul arderii, respectiv unul de evaluare a întârzierii la autoaprindere pe baza unor considerente de ordin fizic. Pentru comparație se prezintă succint câteva moduri de abordare a problemei simulării arderii la motoarele cu aprindere prin compresiune, similare cu cel dezvoltat în prezentul capitol.

Pentru a putea evalua parametri ce caracterizează norul de picături este necesară cunoașterea cât mai în detaliu a modului de desfășurare a injecției.

Toate modelele cu picături, de simulare a evoluției procesului de degajare a căldurii, fac corelația cu procesul de injecție. Metodologia de corelare este prezentată în figura 1.

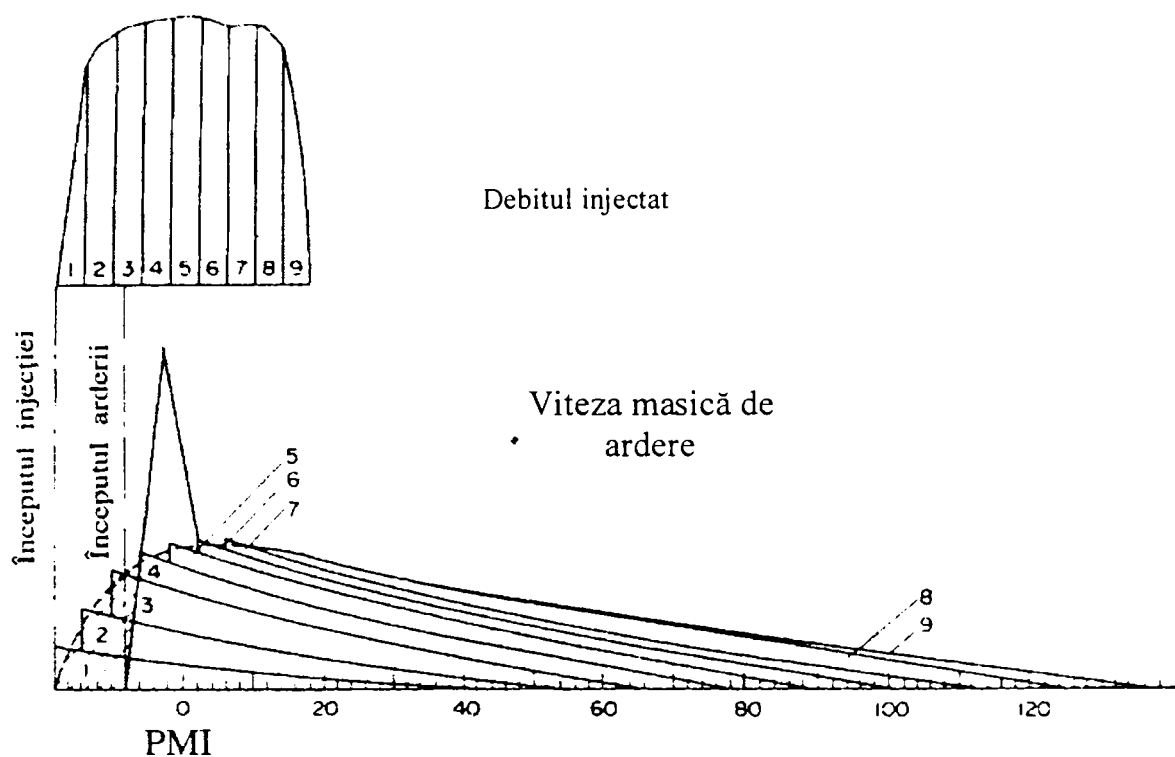


Fig. 1 Principiul de determinare a legii de ardere utilizând metode cu picături

După cum se observă, combustibilul injectat este împărțit într-un număr de tranșe, arderea simulându-se pentru fiecare tranșă. În figură este prezentat modelul lui Austen A.E. și Lyn W.T., în care se presupune că arderea se desfășoară liniar pentru fiecare tranșă în conformitate cu relațiile:

$$R = R_0 \left(1 - \frac{t}{t_a} \right) \quad (1-2)$$

$$t_a = t_0 + a t_i$$

unde R este viteza momentană de ardere a tranșei "i" (R_0 cea inițială), t este timpul, t_a - durata arderii, t_i momentul de injecție al tranșei, iar "a" este o constantă. Valorile pentru aceste mărimi se determină astfel încât să se obțină o apropiere satisfăcătoare cu datele experimentale. Autorii acestui model nu au făcut inițial nici o trimitere expresă la structura tranșelor. Ulterior W.T.Lyn⁽⁸⁵⁾ a dezvoltat modelul prin utilizarea unei anumite

distribuției de picături și a rezultatelor lui Spalding asupra combustiei unei singure picături dar fără a face referiri explicite la dimensiunile picăturilor.

R.P.Probert a propus un model de ardere ce combină considerarea unei structuri a norului de picături (structură definită de diametrul mediu Sauter și de o funcție de distribuție de tip Rosin-Rammler) cu viteza de ardere a unei singure picături pentru a obține viteza de ardere a tranșei, presupunând că picăturile nu interacționează între ele. Y. Tanasawa a înlocuit funcția de distribuție utilizată de Probert cu una obținută experimental și a introdus un coeficient de ardere corespunzător unei singure picături, obținând o relație semiempirică (prin raportarea la rezultate experimentale) pentru viteza de ardere a norului de picături sub forma:

$$\frac{u_a}{u_0} = 1 - \exp \left[\left(-3 \frac{c_a t}{4 D_{32}^2} \right)^{0.75} \left(1 - \frac{c_a t}{4 D_{32}^2} \right)^{-0.25} \right] \quad (3)$$

unde u_a / u_0 este raportul dintre masa arsă până la momentul t și masa inițială a tranșei, D_{32} este diametrul mediu Sauter, iar c_a este coeficientul de ardere (unitățile de măsură utilizate sunt micronul și microsecunda). Coeficientul de ardere c_a este presupus constant, valoarea lui definind practic durata de existență a tranșei (se presupune că diametrul celei mai mari picături este dublul diametrului mediu Sauter). Acest model a fost îmbunătățit de J. Shipinsky, P.S. Myers și O.A. Uyehara⁽⁹³⁾ prin interpretarea semnificației coeficientului de ardere c_a , considerându-se că el este variabil și înglobează efectele interacțiunilor picăturilor, a fenomenelor de amestec, a reacțiilor chimice, a temperaturii, a turației motorului, a excesului de aer din cilindru etc. Prin interpretarea unor rezultate experimentale, au reușit determinarea unor forme de dependență a coeficientului empiric de ardere c_a relativ la excesul de aer, respectiv temperatură și turație.

Modelele cu picături includ și determinarea timpului de întârziere la autoaprindere pentru fiecare tranșă, prin relații empirice de tip Wolfer, relații ce nu evidențiază vre-o dependență a acestuia de procesul de injecție. O altă mărime necesară în abordarea modelelor de ardere cu picături este cea a diametrului mediu Sauter. Acesta se determină prin utilizarea unor relații de tipul celor prezentate în capitolul 2, relații obținute prin prelucrarea unor date experimentale.

Niciunul din modelele întâlnite în literatură nu face referire la modul în care se modifică forma legii de distribuție a picăturilor pe parcursul evoluției procesului de ardere și nu evidențiază influența procesului de injecție asupra timpului de întârziere la autoaprindere corespunzător tranșei.

5.1. Legea de distribuție a picăturilor în nor

Legea propusă de Tanasawa⁽³²⁾ este o lege de distribuție suficient de generală, fiind utilizată cu precădere în modelarea combustiei la motoare. Ea exprimă bine rezultatele experimentale cu privire la structura norului de picături. Practic, datorită numărului mare de constante ce apar în definiția acestei legi, este aproape imposibil să se demonstreze existența unor deviații. Expresia matematică a legii de distribuție amintite, care reprezintă numărul de picături dintr-un volum arbitrar având diametrele într-o vecinătate de măsură dD a diametrului D , este:

$$G(D) = b D^t \exp(-a D^s) \quad (4)$$

unde a , b , t , s sunt constante. Determinarea constantelor se face prin comparație cu datele experimentale, putându-se face corelații în raport de mărimile experimentale cele mai semnificative. Dintre aceste mărimi amintim (ținând cont doar de aspectele ce ne interesează) numărul total de picături și diametrul mediu Sauter, definite astfel:

$$n = \int_0^{\infty} G(D) dD \quad (5-6)$$

$$D_{32} = \frac{\int_0^{\infty} D^3 G(D) dD}{\int_0^{\infty} D^2 G(D) dD}$$

Ținând cont de aceste două relații, se pot exprima constantele a și b în funcție de n și D_{32} , astfel:

Notăm cu I_k integrala ponderată după $G(D)$ a lui D^k și obținem:

$$I_k = \int_0^{\infty} D^k G(D) dD = \frac{b}{s a^{\frac{t+k+1}{s}}} \Gamma\left(\frac{t+k+1}{s}\right) \quad (7)$$

Din această relație, ținând cont de definițiile enunțate (pentru numărul de picături și diametru mediu Sauter), obținem următoarele expresii pentru a și b:

$$a = \left[\frac{1}{D_{32}} \frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right]^s \quad (8-9)$$

$$b = \frac{ns}{\Gamma\left(\frac{t+1}{s}\right)} \left[\frac{1}{D_{32}} \frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right]^{t+1}$$

de unde se obține forma lui $G(D)$ funcție de mărimile considerate:

$$G(D) = \frac{ns}{\Gamma\left(\frac{t+1}{s}\right) D_{32}} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right]^{t+1} \left(\frac{D}{D_{32}} \right)^t \exp \left(- \left[\frac{D}{D_{32}} \frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right]^s \right) \quad (10)$$

unde prin Γ s-a notat funcția Gama.

Subliniem că apariția în urma unei injecții a unei picături cu diametrul mai mic decât o valoare D este o variabilă aleatoare (deoarece intervin factori a căror influență nu o putem aprecia). Prin cunoașterea, de exemplu, a numărului de picături de diametru mai mic decât D , respectiv a celor cu diametru mai mare decât D - chiar la mai multe injecții - nu putem să ne pronunțăm asupra calității pulverizării. Acest lucru este posibil în cazul în care, în afară de numărul de picături mai mici decât D apărute în urma unei injecții, indicăm și probabilitatea de apariție a acestui număr. Pentru a evidenția acest aspect vom determina densitatea de repartiție, fapt ce ne va permite calculul probabilității ca diametrul unei picături oarecare să se afle între două valori fixate. Ținând cont de modul în care a fost definit $G(D)$ și n , rezultă că probabilitatea de apariție a unei picături cu diametrul mai mic decât D_1 , este:

$$p(D_1) = \int_0^{D_1} \frac{G(D)}{n} dD = \int_0^{D_1} f\left(\frac{D}{D_{32}}\right) d\left(\frac{D}{D_{32}}\right) = \int_0^{\frac{D_1}{D_{32}}} f(x) dx \quad (11)$$

Forma funcției $f(x)$, numită uzual densitate de repartiție, este:

$$f(x) = \frac{s}{\Gamma\left(\frac{t+1}{s}\right)} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right] x^t \exp\left(-\left[x \frac{\Gamma\left(\frac{t+4}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{t+3}{s}\right)} \right]^s\right) \quad (12)$$

unde x reprezintă raportul dintre diametrul D și diametrul mediu Sauter. Deci probabilitatea p_1 ca diametrul D a unei picături oarecare din nor să fie între D_1 și D_2 este:

$$p_1(D) = p(D_2) - p(D_1) \quad (13)$$

În figura 2 se prezintă graficul funcției $f(x)$ pentru diverse valori ale parametrilor s și t .

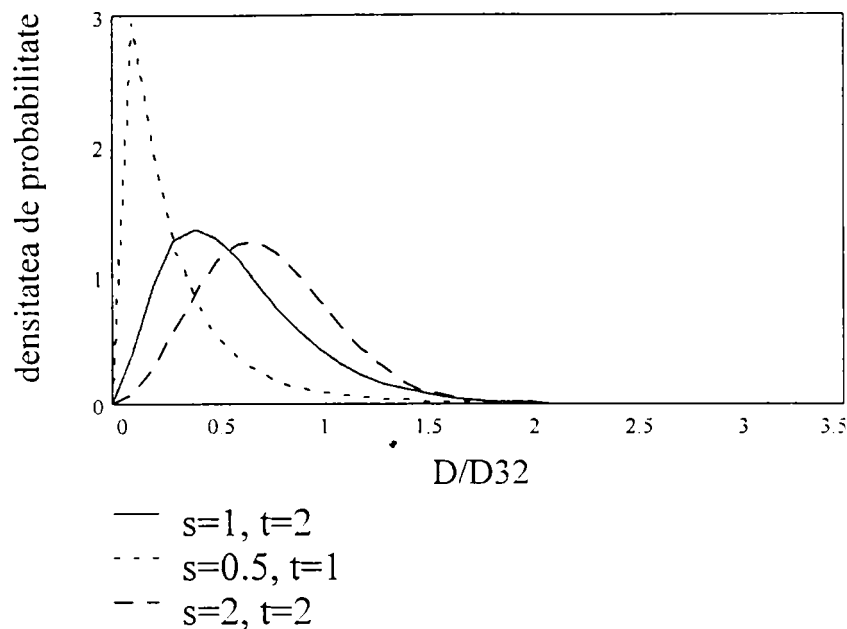


Fig. 2 Alura de variație a densității de repartiție (probabilitate) pentru diverși parametri s și t .

Menționăm că această lege de distribuție cuprinde cazurile particulare ale distribuțiilor Rosin-Rammler ($t = s-4$) și Nukiyama-Tanasawa ($t = 2$). Dintre acestea pentru cazul motoarelor Diesel se recomandă⁽⁷⁷⁾ distribuția Nukiyama-Tanasawa pentru $s = 1$, care are forma:

$$G(D) = 62,5 \frac{n}{D_{32}} \left(\frac{D}{D_{32}} \right)^2 \exp \left(-5 \frac{D}{D_{32}} \right) \quad (14)$$

Programul de calcul realizat pentru simularea evoluției norului de picături este conceput astfel încât să se poată utiliza orice distribuție de tip Tanasawa.

Din punct de vedere fizic, este cert faptul că nu putem accepta existența diametrelor infinite (cum rezultă din formulele de prelucrare statistică a distribuției norului de picături). Totuși, formulele obținute sunt aplicabile pe intervalul definit de diametrele minim și maxim, ele reprezentând practic o mediere a rezultatelor experimentale. În practică se adoptă de obicei acea lege de distribuție care este cea mai apropiată de datele experimentale, dându-se diverse valori lui t respectiv s , diametrul mediu Sauter rezultând

din prelucrarea datelor experimentale, iar numărul de picături din valoarea masei norului de picături. Se poate adopta pentru diametrul minim valoarea zero, diametrul maxim rezultând fie din măsurători, fie adoptând ipoteza proporționalității lui cu diametrul mediu Sauter (J.Shipinski, P.S.Myers și O.A.Uyehara⁽⁹³⁾ adoptă pentru constanta de proporționalitate valoarea 2).

Pentru calculul diametrului mediu Sauter vom utiliza (prin extrapolare) formula propusă de Chi-Nan Yeh și Takeyuki Kamimoto⁽⁷⁷⁾, dedusă pentru diametre ale ajutărilor de pâna la 0.2 mm:

$$\frac{D_{32}}{D_0} = 47 \text{Re}_L^{-0.5} \left(\frac{\rho_a}{\rho_L} \right)^{0.26} \quad (15)$$

unde numărul Re se calculează utilizând viteza de ieșire a lichidului din ajutoraj, diametrul D_0 al ajutorajului și vâscozitatea cinematică a lichidului; indicii a respectiv L se referă la aer respectiv lichid.

5.2 Arderea norului de picături

Pentru a simula desfășurarea arderii norului de picături, vom adopta pentru început un model de ardere pentru o singură picătură. Subliniem că pentru arderea unei picături există numeroase modele, majoritatea adoptând ipoteza mediului înconjurător infinit și stagnant cu desfășurarea staționară a fenomenelor definitorii (parametrii de la infinit constanți în timp). Există însă și modele nestaționare, pentru picături de carburant monocomponent sau multicomponent, pentru picături în mișcare cu luarea în considerare a deformațiilor sau cu considerarea existenței unei forme sferice permanente.

Problema arderii unui ansamblu de picături este foarte complicată dacă se dorește să se evidențieze toate interacțiunile ce apar.

Vom adopta un model care să ne permită să surprindem, într-o primă aproximație, caracterul nestaționar al fenomenului indus de variațiile parametrilor mediului, care să țină cont de mișcarea norului de picături și, nu în ultimul rând, să fie cât mai simplu.

Vom presupune că viteza de ardere este egală cu cea de vaporizare, adoptând, ca și V.G.McDonell și G.S.Samuelsen⁽⁴⁾, pentru viteza masică instantanee de vaporizare a unei picături într-un mediu convectiv relația:

$$\frac{dm}{dt} = 2\pi D \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_s \ln(1 + B_{T(M)}) \left(1 + 3\sqrt{\text{Re}_p} \sqrt[3]{\text{Pr}_g} \right) \quad (16)$$

unde D = diametrul picăturii, α = coeficientul de conductivitate termică, c_p = căldura specifică, Re = criteriul Raynolds, Pr = criteriul Prandl, iar B = numărul de transfer care poate fi formulat pe baza transferului termic sau masic astfel:

$$B_{T(M)} = B_T = \frac{c_{p,s}(T_\infty - T_s)}{H_v} \quad (17-18)$$

$$B_{T(M)} = B_M = \frac{Y_{c,s}}{1 - Y_{c,s}}$$

indicele s referă suprafața picăturii, indicele ∞ mediul, Y reprezintă concentrația masică de carburant. În cazul arderii, se utilizează numărul de transfer formulat pe baza transferului termic, gradientii termici fiind dominanți.

Ultimul factor al relației (16) reprezintă de fapt corecția Ranz-Marshall aplicată picăturii de diametru D . El introduce dependența vitezei de vaporizare (ardere) de viteza picăturii față de mediu, permițând cuantificarea existenței unui câmp de viteze în interiorul camerei de ardere (presupus uniform păstrând ipoteza omogenității). Pentru a lega mișcarea picăturii de cea a norului de picături, vom modifica acest factor, calculându-l în raport cu diametrul D_{32} pentru toate picăturile. Acest fapt simplifică con-

siderabil calculele ulterioare și simulează într-un mod empiric influențele reciproce dintre picăturile norului. Considerarea aceleiași corecții pentru toate picăturile aceleiași tranșe echivalează cu o mediere a influenței vitezelor picăturilor asupra procesului de vaporizare (toate picăturile au aceeași viteză egală cu viteza de penetrație a tranșei, asupra fiecărei picături acționează aceleași forțe aerodinamice și anume forțele aerodinamice corespunzătoare diametrului virtual specific tranșei D_{32}). Remarcăm faptul că formula lui McDonnell este un caz particular al formulelor lui Faeth⁽³⁾, ea obținându-se presupunând că valoarea criteriului Lewis este 1 ($Le=1$ adică transferul de căldură are aceeași intensitate cu transferul de masă) și cu utilizarea corecției Ranz-Marshall pentru evaluarea transferurilor convective.

Cu această modificare, exprimând masa funcție de densitate și volum, în final obținem relația corespondentă legii diametrelor, pentru cazul ipotezelor enunțate:

$$D \frac{dD}{dt} = \frac{4}{\rho_L} \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_s \ln(1+B) \left(1 + 0.3 \sqrt{\text{Re}_{p32}} \sqrt[3]{\text{Pr}_g} \right) \quad (19-20)$$

$$D^2 = D_{in}^2 - \int_0^{\tau} \frac{8}{\rho_L} \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_s \ln(1+B) \left(1 + 0.3 \sqrt{\text{Re}_{p32}} \sqrt[3]{\text{Pr}_g} \right) dt$$

Observăm că din relația sub formă diferențială se poate obține viteza de variație a diametrului picăturii, care se află în directă corelație cu viteza față de centrul picăturii a frontului de flacără ce înconjoară picătura. Aparent această viteză tinde la infinit, odată cu apropierea valorii diametrului de zero. În realitate acest diametru nu poate atinge valoarea zero (diametrul minim teoretic fiind cel al unei singure molecule de carburant), ca atare nici viteza de deplasare a frontului de flacără nu poate fi infinită.

Deși modelul de ardere a norului de picături propus în această lucrare este conceput pentru a putea fi utilizat doar la motoare la care în momentul de început al injecției parametri gazului din camera au valori apropiate valorilor critice ale carburantului, totuși pot fi făcute extrapolări la orice motor Diesel dacă se acceptă ipoteza păstrării temperaturii inițiale a fazei lichide. Acest fapt ne permite să neglijăm fenomenul de încălzire prin conducție a volumului picăturii, cu alte cuvinte să presupunem că se păs-

trează în permanență densitatea inițială pentru faza lichidă. Altfel spus, viteza de vaporizare este atât de mare încât schimbările temperaturii picăturii pot fi neglijate. Neacceptarea unei astfel de ipoteze face inutilizabilă formula obținută, întrucât în condiții critice entalpia de vaporizare și tensiunea superficială se apropie de zero odată cu încălzirea picăturii, densitatea ei se apropie de cea a gazului, nemaivând practic sens să se discute despre faza lichidă. În consecință, presupunem că faza lichidă își menține temperatura inițială. Această presupunere este evident în contradicție cu fenomenul real, totuși ea poate fi acceptată într-o primă aproximație.

Pentru a surprinde influența variației parametrilor mediului asupra picăturii, vom accepta că relația (16) își păstrează forma indiferent de valorile acestora. Aceasta revine de fapt la a considera parametri mediului constanți pe pas și variabili de la pas la pas - fără a considera influențele variabilității acestora asupra formei formulei (16). Variabilitatea parametrilor mediului de la pas la pas modelează practic indirect influența arderii în comun a picăturilor (această variabilitate este datorată și arderii fiecărei picături în parte). Modelul ia în considerare influențele directe între picături doar prin presupunerea că factorul de corecție Ranz-Marshall este același pentru toate picăturile aparținând aceleiași tranșe.

5.3 Determinarea numărului de picături

În intervalul de timp dt se injectează masa de carburant m , ce rezultă din integrarea debitului injectat în acest interval. Presupunând că legea de distribuție are forma Tanasawa, putem scrie următoarele relații:

$$G(D) = \frac{n}{D_{32}} A \left(\frac{D}{D_{32}} \right)' \exp \left(-B \left(\frac{D}{D_{32}} \right)^s \right)$$

$$\bar{D}_{\max} = \frac{D_{\max}}{D_{32}} \quad \bar{D}_{\min} = \frac{D_{\min}}{D_{32}} \quad (21-22)$$

$$m = n A \rho_l \frac{\pi D_{32}^3}{6} \int_{\bar{D}_{\min}}^{\bar{D}_{\max}} \bar{D}'^{t+3} \exp(-B \bar{D}^s) d\bar{D}$$

Constantele A și B se deduc prin identificare cu relația (10). Dacă acceptăm faptul că diametrul minim este foarte apropiat de 0, iar între cel maxim și diametrul mediu Sauter există o relație de egală proporționalitate, indiferent de momentele de injecție ce determină masa norului de picături, atunci integrala din membrul drept este o constantă (în primă fază vom admite, ca și Shipinski, pentru constanta de proporționalitate valoarea 2). Ținând cont de faptul că D_{32} este dedus din una din relațiile empirice 12 sau 13, Cap. 2, ultima relație oferă posibilitatea determinării numărului de picături din nor.

5.4 Evoluția legii de distribuție pe parcursul arderii norului și determinarea legii de degajare a căldurii, cuantificată prin masa arsă în unitatea de timp

Conform modelului propus fiecare picătură are o viteză proprie de ardere (cele mai mici ard mai rapid), influența arderii lor în comun făcându-se prin intermediul factorului convectiv de corecție Ranz-Marshall. După trecerea unui interval de timp de la începutul arderii legea de distribuție a picăturilor se modifică, prin dispariția unor picături și modificarea dimensiunilor celor rămase.

Dacă notăm cu:

$$D_1^2 = \int_0^\tau \frac{8}{\rho_L} \left(\frac{\alpha}{c_p} \right) \ln(1+B) \left(1 + 0.3 \sqrt{\text{Re}_{p32}} \sqrt[3]{\text{Pr}_g} \right) dt = \int_0^\tau F(t) dt \quad (23)$$

și cu $G_1(D)$ legea de distribuție la momentul τ , atunci, în ipoteza că nu există ciocniri între picături sau cu pereții, ea va fi definită prin formula:

$$G_1(D) = \begin{cases} 0 & D \leq D_1 \\ G(D + D_1) & D \geq D_1 \end{cases} \quad (24)$$

D_1 reprezintă diametrul maxim al picăturilor ce au dispărut până la momentul τ . În figura 3 se prezintă comparativ funcțiile densitate de repartiție: f (corespunzătoare lui G) și f_1 (corespunzătoare lui G_1):

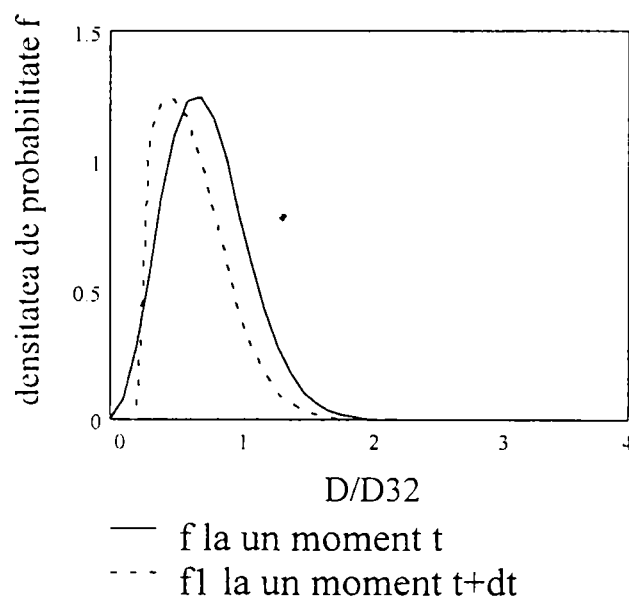


Fig. 3 Evoluția în timp a funcției densitate de probabilitate ce definește repartiția dimensională a diametrelor norului de picături

Ținând cont de acest fapt, rezultă valoarea masei totale nearsă și, prin diferență, masa arsă:

$$m(\tau) = nA\rho_L \frac{\pi D_{32}^3}{6} \int_{\bar{D}_1}^{\bar{D}_{max}} (\bar{D}^2 - \bar{D}_1^2)^2 \bar{D}' \exp(-B\bar{D}^s) d\bar{D} \quad (25-26)$$

$$m_a(\tau) = m - m(\tau)$$

De unde, prin derivare, conform regulilor de derivare a integralelor definite dependente de un parametru (D_1 este funcție de timp), în final se obține viteza masică de ardere a norului de picături:

$$\frac{dm_a}{d\tau}(\tau) = 1.5 \frac{m}{VI} \frac{F(\tau)}{D_{32}^2} \int_{\bar{D}_1}^{\bar{D}_{\max}} (\bar{D}^2 - \bar{D}_1^2(\tau))^{0.5} \bar{D}' \exp(-B\bar{D}^s) d\bar{D} \quad (27)$$

unde :

$$VI = \int_0^{\bar{D}_{\max}} \bar{D}'^{+3} \exp(-B\bar{D}^s) d\bar{D}$$

Prin sumarea contribuției fiecărei tranșe se obține legea de degajare a căldurii.

5.5 Determinarea momentului de început al arderii prin cuantificarea timpului fizic necesar genezei norului de picături și atingerii condițiilor paracritice pentru parametri fazei gazoase

Tradițional, în analiza ciclurilor motoarelor cu ardere internă, este utilizată noțiunea de întârziere la autoaprindere (sau la aprindere în cazul m.a.s.). Ea este definită ca măsură a intervalului de timp dintre începutul injecției (declanșarea scânteii) și momentul în care presiunea reprezentată în diagrama ciclului cu ardere o depășește ca valoare pe cea a ciclului fără ardere.

Acest moment reprezintă, de fapt, momentul în care se face simțită o creștere a presiunii datorată proceselor de ardere.

Pentru motoarele cu aprindere prin scânteie, la simularea ciclului real prin metoda celor două zone, Benson și colaboratorii⁽²⁴⁾ cuantifică acest interval de timp ca fiind egal cu timpul necesar arderii amestecului carburant-aer aflat într-o sferă având volumul egal cu o miime din volumul camerei de ardere din momentul declanșării scânteii (pentru o viteză de propagare a frontului de flacără egală cu viteza flăcării turbulente).

Este natural să admitem că există un defazaj între apariția primului nucleu stabil de flacără și momentul în care întregul volum al camerei de ardere “sesizează” acest fapt (în sensul creșterii parametrilor p și T).

Altfel spus, întârzierea la autoaprindere este o mărime convențională care dă indirect o măsură a duratei de timp necesare apariției primului nucleu de flacără stabil (moment ce marchează de fapt începutul arderii), fiind - în conformitate cu definiția și în lumina celor expuse anterior - mai mare decât timpul real necesar declanșării autoaprinderii.

Relațiile tradițional utilizate în simularea ciclurilor reale ale m.a.i. determină întârzierea la autoaprindere, în sensul definiției enunțate prin utilizarea unor relații de tip Wolfer-Arrhenius de forma:

$$t_a = k p^n \exp(E / RT) \quad (28)$$

coeficienții fiind determinați experimental pentru anumite tipuri de motoare și combustibili. Una dintre cele mai recente relații de acest tip este relația propusă de Aligrot, la care coeficienții depind de cifra cetanică, de conținutul procentual de parafine și de vâscozitate, având forma:

$$k = \exp(0.0349 CC - 18.1888 c_{par} - 6.3883)$$

$$n = 0.1097 v - 0.2903$$

$$E/R = 10.583 CC + 5951,9 c_{par} + 6940,8$$

Constatăm că aceste relații nu pot evidenția influențele unor parametri determinanți pentru fenomenul de ardere cum ar fi de exemplu, calitatea pulverizării. Este de așteptat ca, de exemplu, o pulverizare mai rapidă, mai fină, să determine o scădere a duratei perioadei de întârziere la autoaprindere.

Majoritatea cercetătorilor arderii amestecurilor eterogene definesc timpul real de întârziere la autoaprindere ca fiind format din două componente. Prima se referă la timpul necesar realizării condițiilor fizice pentru inițierea arderii - atingerea concentrațiilor carburant-aer (prin pulverizare, vaporizare, amestec prin difuzie etc.) și a temperaturii și a presiunii necesare. Cea de-a doua se referă la declanșarea reacțiilor chimice și autoaccelerarea lor până la formarea nucleului de flacără stabil. Cele două componente se suprapun (procesele chimice încep în timpul desfășurării proceselor fizice). Se poate scrie următoarea relație de principiu:

$$t_{ia} = t_{ia f} + \Delta t_{ia c} \quad (29)$$

unde primul termen reprezintă componenta fizică, iar cel de-al doilea participatia componentei chimice. Problema cuantificării acestor timpi este una dintre cele mai dificile probleme din chimia fizică, fenomenele implicate fiind tranzitorii și multidimensionale. De cele mai multe ori se apelează la relații empirice de tipul celor amintite, sau se renunță la participatia uneia dintre componente luând în considerare doar fenomenul fizic sau doar cel chimic și admitând ca neglijabilă participatia celuilalt termen.

Pentru a evidenția dependența legii de degajare a căldurii de caracteristicile jetului de combustibil, vom raporta întregul proces de ardere la geneza și evoluția norului de picături respectiv la atingerea unor condiții pe care le numim paracritice pentru parametrii gazului din cilindru. Atingerea parametrilor paracritici pentru gazul din cilindru este o condiție necesară pentru inițierea arderii. În cazul în care parametrii gazului din cilindru nu depășesc valorile paracritice, considerăm că autoaprinderea devine imposibilă. În tabelul 1 sunt prezentați parametrii critici pentru principalele hidrocarburi ce compun carburanții utilizați la motoarele cu ardere internă. Presupunem că parametrii paracritici ai gazului din cilindru au valori cuprinse între valorilor critice ale speciilor chimice ce compun carburantul utilizat. La motoarele cu aprindere prin compresiune, raportul de comprimare ridicat determină depășirea valorilor prezentate în tabel chiar din momentul de început al injecției, în consecință această condiție este satisfăcută. Pentru rapoarte de comprimare relativ mici, este posibil ca această condiție să fie atinsă doar după începerea

injecției efective, caz în care momentul de inițiere a arderii poate apare doar după atingerea valorilor paracritice pentru gazul din cilindru.

Adoptăm, ca măsură a timpului fizic de întârziere la autoaprindere, maximum dintre timpul necesar pentru formarea norului de picături - caruia îi atribuim valoarea timpului de spargere definit în sensul enunțat de Hiroyasu și Levich⁶, corectat cu un factor multiplicativ "c" - și timpul la care se ating parametri paracritici pentru gazul din cilindru. O estimare pentru parametri paracritici poate fi media ponderată după cifra cetanică a parametrilor critici ai speciilor chimice ce definesc carburantul. Astfel timpul de întârziere la autoaprindere va fi calculat prin formula:

$$t_{ia} = \max\left(28.65 \frac{\rho_L d_0}{\sqrt{\rho_g \Delta p}} c, t_{cr}\right) + \Delta t_{iac} \quad (30)$$

unde d_0 reprezintă diametrul ajutorajului (m), ρ_L și ρ_g (kg/m^3) densitatea lichidului injectat respectiv a mediului în care are loc injecția, Δp (Pa) diferența dintre presiunea de injecție și presiunea mediului, t_{ia} timpul de întârziere la autoaprindere (s), Δt_{iac} - participația fenomenelor chimice la întârzierea la autoaprindere (s), t_{cr} - timpul necesar atingerii parametrilor paracritici pentru gazul din cilindru (s), c - factor de corecție (facem ipoteza că acest factor este egal cu 2, cu alte cuvinte considerăm că toate procesele ce duc la declanșarea arderii se realizează în interiorul unui interval de timp egal cu dublul timpului de spargere)

Să remarcăm faptul că, la toate motoarele supraalimentate și chiar la o parte din cele cu admisiune normală (la care raportul de comprimare este suficient de mare), parametri gazului din interiorul cilindrului (presiunea și temperatura în momentul injecției), sunt foarte apropiați parametrilor critici (p_{cL}, T_{cL}) corespunzători cetanului ($C_{16}H_{34}$) sau chiar alfametilnaftalenului ($C_{10}H_7CH_3$). La aceste motoare se îndeplinește deci condiția atingerii parametrilor paracritici. În special în aceste cazuri, procesele de vaporizare și difuzie sunt foarte rapide, favorizând desfășurarea proceselor chimice. Aceste procese sunt favorizate și de existența unei cantități suplimentare de oxigen (în cazul supraalimentării), astfel că putem afirma că timpul chimic al întârzierii la

autoaprindere nu depășește semnificativ componenta fizică a duratei întârzierii la autoaprindere. Totuși, vom lua în considerare contribuția fenomenelor chimice la stabilirea mărimii perioadei de întârziere la autoaprindere, indirect, prin intermediul parametrilor paracritici ai fazei gazoase, contribuție care este de așteptat să fie semnificativă doar la motoarele cu un raport de comprimare relativ scăzut.

Specia chimică	Presiunea critică (bar)	Temperatura critică (K)	Masa molară (kg/Kmol)
Cetan $C_{16}H_{34}$	14.2	717	226.448
Alfametilnaftalen $C_{10}H_7CH_3$	34.7	772	142.201
Izoctan C_8H_{18}	24.8	568.8	114.232
n-Heptan C_7H_{16}	27.3	540.2	100.205

Trebuie să evidențiem faptul că temperatura calculată pe baza modelului ciclului real utilizat în programul de simulare Dyn (care se bazează pe ipoteza omogenității fluidului de lucru) prezentat în capitolul 2, se obține și cu utilizarea ecuației de stare, având un caracter convențional, ea putând fi privită ca o medie a câmpului variabil de temperatură din cilindru, medie exprimată practic prin produsul presiune volum⁽²⁾. Ca atare, această temperatură nu poate exprima corect condiția locală de apariție a nucleului de flacără stabil; totuși, se poate aprecia că la atingerea unei anumite valori (cea paracritică) s-a atins și valoarea locală necesară.

Subliniem faptul că prezenta teorie vrea să evidențieze în principal influențele parametrilor procesului de injecție asupra duratei întârzierii la autoaprindere, influențe care cel puțin până în prezent nu au fost evidențiate pe baza unui model general. Asupra parametrilor paracritici, introduși pentru a lua în considerare transformările chimice necesare autoaprinderii (transformări nu se produc care în cazul neatingerii acestor parametri pentru gazul din cilindru, făcând imposibilă autoaprinderea), sunt necesare

cercetări suplimentare. Cazurile studiate până în prezent prin prisma acestei teorii nu permit evidențierea influențelor parametrilor gazului din cilindru asupra duratei întârzierii la autoaprindere, întrucât valorile lor în momentul începutului injecției au fost de fiecare dată superioare parametrilor critici ai speciilor chimice ce compun carburantul. Aceste cazuri asigură o viteză mare de vaporizare, difuzie și transformare chimică, fapt ce determină ca toate aceste procese să se realizeze în interiorul timpului de întârziere fizic definit în prezentul capitol, pe baza timpului de spargere.

.

Cap. 6. Modelarea funcționării sistemului pompă-injector

Sistemele de alimentare cu combustibil ale motoarelor cu aprindere prin comprimare sunt tradițional compuse din: rezervor, conducte, filtre, dispozitive de reglare, pompă auxiliară, pompă de injecție și injectoare. În principiu toate acestea, inclusiv modul în care sunt interconectate sau calitatea materialelor și a execuției, influențează procesul de injecție a carburantului. În cele ce urmează propunem două modele matematice simplificate, care permit deducerea prin calcul a legii de injecție pentru un sistem de alimentare la care pompa de injecție este de tipul cu piston rotitor. Presupunem că aceasta este alimentată în permanență la aceeași presiune, adică vom neglija oscilațiile de presiune din sistem (exceptând perioada injecției); neglijăm de asemenea elasticitatea conductelor, pierderile prin neetanșeități și influența dilatărilor datorate creșterii temperaturii.

6.1 Modelul camerei injectorului

Abordăm problema evaluării legii de injecție luând în considerare doar camera acului injectorului din sistemul pompă-injector, fenomenele ce au loc în amontele secțiunii de admisiune a combustibilului fiind cuantificate printr-o formă specifică a condițiilor la limită pe secțiunea respectivă. Facem următoarele notații:

A_c - aria secțiunii de intrare a combustibilului în cameră

w_c - viteza combustibilului în secțiunea de intrare

S_A - aria secțiunii maxime a acului injectorului

x - deplasarea acului injectorului

A_D - aria secțiunii duzei de ieșire a combustibilului

n - numărul orificiilor de ieșire a combustibilului

p - presiunea din camera acului injectorului

p_z - presiunea din spațiul de refulare (în cazul injecției în cilindru: presiunea din cilindru)

μ - coeficientul de debit (cu indicele D - coeficientul de debit al diuzei, cu indicele C - coeficientul de debit al orificiului de intrare a combustibilului în camera acului injectorului)

ρ - densitatea combustibilului

V - volumul lichidului din camera acului injectorului

E - modulul de elasticitate al lichidului (combustibilului)

Cu aceste notații considerăm cazul tipic al injectorului cuplat prin intermediul unei conducte având aria secțiunii A_c , cu o pompă de injecție, ca în figura 1.

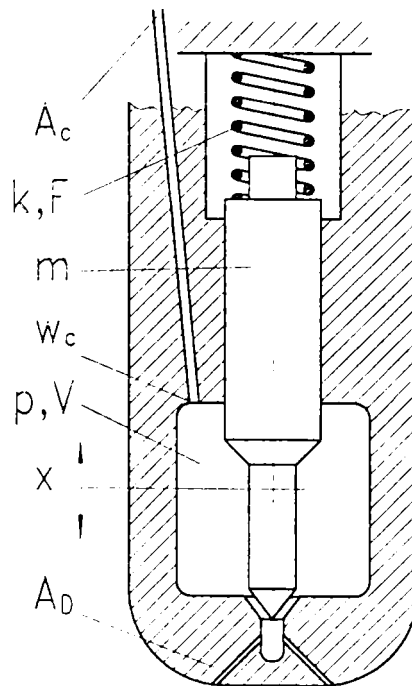


Fig. 1 Camera acului injectorului

În această situație se pot scrie următoarele ecuații pentru camera injectorului :

a) Ecuația de continuitate ținând cont de compresibilitatea combustibilului ;

$$dV = \frac{V}{E} dp \quad \Leftrightarrow \quad dp = \frac{E}{V} dV$$

Pe de altă parte, variația volumului din camera acului injectorului este dată de volumul intrat minus volumul eliberat (prin deplasarea acului) minus volumul ieșit prin ajutoraj, adică:

$$\frac{dV}{dt} = \mu_c A_c w_c - S_A \frac{dx}{dt} - n \mu_D A_D \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_z)}$$

și deci putem scrie;

$$\frac{dp}{dt} = \frac{E}{V} \left[\mu_c A_c w_c - S_A \frac{dx}{dt} - \mu_D A_D n \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_z)} \right] \quad (1)$$

Unde, ținând cont de faptul ca pereții camerei injectorului sunt rigizi, avem:

$$V = V_0 + S_A x$$

În ecuația (1) necunoscute sunt x și p , viteza w_c fiind presupusă cunoscută.

b) Ecuația de mișcare a acului injectorului:

$$m \frac{dx}{dt} = -F_e - F_R + F_p$$

unde m reprezintă masa acului injectorului, F_e - forța elastică a arcului, F_R - forța de frecare, F_p - forța portantă ce produce ridicarea acului. Aceste forțe se exprimă prin:

$$F_e = F_0 + K x$$

unde: F_0 - reprezintă forța de prestrângere, iar K -constantă arcului

$$F_R = c \, dx/dt \quad \text{va fi neglijată în raport cu } F_e$$

$$F_P = p S_A$$

unde: p - reprezintă presiunea din camera acului injectorului, iar S_A aria secțiunii lui maxime.

Obținem astfel în final, neglijând frecările, ecuația:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x + \frac{F_0 - p S_A}{m} = 0 \quad (2)$$

Ecuatiile (1) și (2) constituie un sistem neliniar de ecuații diferențiale ordinare cu necunoscutele p și x având condițiile inițiale:

$$t = t_0 \quad p = p_0 = F_0 / S_A; \quad x = 0; \quad dx / dt = 0$$

și depinzând de funcțiile $w_c = u(t)$ respectiv $p_z = p_z(t)$.

Funcțiile $u(t)$ și $p_z(t)$ substituie condițiile la limita în cazul unei abordări mai rafinate a problemei.

Injecția este comandată de deplasarea pistonului injectorului din camera superioară de admisiune a combustibilului. Această deplasare este comandată tradițional printr-o camă a cărei forma și viteză de rotație se cunoaște. Existența pe traseul combustibilului spre camera injectorului a unor supape (prevăzute cu resorturi), ale unor salturi de secțiune sau a unei conducte presupunem că produc doar întâzieri ale perturbațiilor introduse de mișcarea pistonului, astfel că, din legea de deplasare a pistonului (dată de profilul camei și de viteza ei de rotație), putem obține o evaluare pentru $u(t)$. Pentru $p_z(t)$, în cazul funcționării pe motor a injectorului, este necesară cuplarea sistemului obținut anterior cu un model care să permită evaluarea variației presiunii din cilindru. Vom determina legea de injecție pentru condiția $p_z =$ cunoscut.

Notând cu S - aria secțiunii pistonului din camera superioară, cu $y(t)$ legea lui de mișcare și cu t_0 durata deplasării în gol a pistonului (de la începutul mișcării lui până la începutul deplasării acului injectorului), t_0 fiind practic întârzierea la producerea injecției propriu zise, putem scrie următoarea ecuație de continuitate:

$$S \frac{dy}{dt} = A_c u(t) \Rightarrow u(t) = \frac{S}{A_c} \frac{dy}{dt} \text{ pentru } t \geq t_0 \quad (2')$$

t_0 - întârzierea la producerea injecției propriu zise o considerăm ca fiind formată aditiv din trei termeni: t_{01} , t_{02} , t_{03} .

t_{01} - timpul necesar atingerii presiunii de ridicare a acului injectorului și t_{02} - timpul necesar pentru ca unda de presiune ce determină atingerea presiunii de injecție să ajungă de la piston la acul injectorului (se presupune că presiunea de început a injecției se atinge initial în dreptul pistonului) adică:

$$t_0 = t_{01} + t_{02} + t_{03}$$

cu:

$$t_{01} = l / a$$

unde l este egal cu distanța dintre capul pistonului și cel al vârfului acului injectorului, iar a este viteza sunetului în combustibil.

t_{02} - îl considerăm egal cu timpul necesar pentru ca deplasarea pistonului să producă, pentru prima dată, în camera pistonului, o presiune egală cu cea necesară pentru ridicarea acului injectorului. Pentru a-l determina, scriem ecuația ce descrie mișcarea pistonului analoagă celei scrise pentru acul injectorului:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{1}{m_p} \left(-c \frac{dy}{dt} - k_p y - (F_{0p} - p_p S_p) \right)$$

în care se va neglija forța de frecare în raport cu celelalte. Se consideră că, la momentul t_{02} , presiunea p_p ia valoarea p_0 , deplasarea y a pistonului și accelerația sa fiind cunoscute din geometria camei și a capului pistonului.

unde F_{0p} - reprezintă forța de prestrângere a arcului pistonului iar k_p - constanta lui. În final t_{02} este determinat de viteza de rotație a arborelui cu came și de profilul camei.

În cazul în care pentru forța de ridicare a supapei avem $F_S = p_0 S_A$, atunci este necesar să se scrie ecuațiile de continuitate și pentru camera pistonului și pentru camera supapei, conform fig. 2; cazul este tratat în modelul pompă-injector.

Pentru a se lua în calcul și deplasarea cremalierii, care, prin rotirea pistonului, permite variația debitului injectat pe ciclu, trebuie să se ia în considerare momentul de închidere a orificiului de refulare a combustibilului din camera pistonului t_{03} , acesta fiind momentul de la care decurg raționamentele anterioare (momentul de la care crește semnificativ presiunea în camera pistonului), valoarea lui rezultând din geometria camei și a muchiei elicoidale a pistonului.

Sistemul neliniar de ecuații diferențiale ordinare (1) și (2), cu condițiile inițiale amintite și cu funcțiile $u(t)$ și $p_z(t)$ cunoscute, se rezolvă prin metoda Runge-Kutta, rezolvare care permite determinarea debitului volumic de carburant injectat, ținând cont practic de aproape toți parametri ce-i definesc soluția constructivă, utilizând formula:

$$\frac{dQ}{dt} = \mu_D A_D n \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_z)}$$

Observații: Modelul prezentat nu ia în considerare undele de presiune directe și reflectate ce iau naștere în conducte, în camera pistonului, respectiv în camera acului injectorului. Se consideră că perturbația introdusă de mișcarea pistonului se transmite, în timpul injecției, aproape instantaneu la orificiile de ieșire a carburantului.

Ecuația de continuitate (2') poate fi modificată introducându-se un defazaj în timp egal cu t_{01} spre exemplu, și a unui coeficient care să țină cont de pierderi, sub forma:

$$u(t + t_{01}) = c_p \frac{S}{A_c} \frac{dy}{dt} \quad \text{pentru } t \geq t_0 \quad (2'')$$

Injecția se consideră terminată în momentul în care muchia elicoidală a pistonului, în mișcarea acestuia spre punctul mort superior, deschide orificiul de refulare, carburantul fiind introdus în circuitul pompei auxiliare.

6.2 Modelul pompă-injector

Întrucât este preferabil să se ia în considerare variațiile presiunilor atât din camera supapei cât și din camera pistonului, precum și deplasările supapei și ale pistonului, ecuațiile 1 și 2 se completează cu:

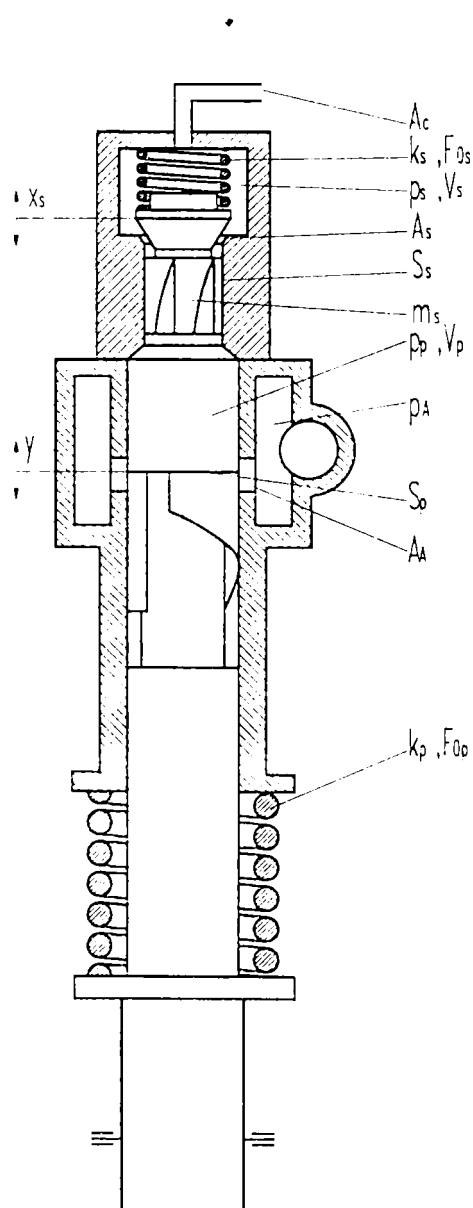


Fig. 2 Schema pompei de injecție

$$\frac{dp_p}{dt} = \frac{E}{V_p} \left[S_p \frac{dy}{dt} - S_s \frac{dx_s}{dt} - \mu_A A_A \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_p - p_A)} - \mu_S A_S \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_p - p_S)} \right] \quad (3)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{1}{m_p} (-k_p y - F_{0p} + S_p p_p) \quad (4)$$

$$\frac{dp_s}{dt} = \frac{E}{V_s} \left(S_s \frac{dx_s}{dt} + \mu_S A_S \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_p - p_S)} - A_C w_{CS} \right) \quad (5)$$

$$\frac{d^2 x_s}{dt^2} = \frac{1}{m_s} [S_s (p_p - p_S) - k_s x_s - F_{0s}] \quad (6)$$

La ecuația 4 se renunță, y fiind variabila de comandă, cunoscută din geometria camei. Necunoscutele sunt : p, x, p_s, x_s, p_p. Sistemul obținut este un sistem neliniar de ecuații diferențiale de ordinul doi, având următoarele condiții inițiale:

$$t = 0, p = p_0, x = 0, dx/dt = 0, p_s = p_0, x_s = 0, dx_s /dt = 0, p_p = p_A$$

Ecuațiile 1 și 5 conțin vitezele de intrare în camera acului injectorului, respectiv cea de ieșire din camera supapei; aceste viteze sunt nule cât timp supapa este închisă. În perioada injecției propriu zise, în cazul pompei injector, sau în cazul în care conducta dintre pompa de injecție și camera acului pistonului este scurtă (permițând neglijarea fenomenelor de undă), aceste viteze pot fi considerate egale, deducându-se din ecuația (2') sau (2''). În celelalte cazuri este necesar să se utilizeze relații suplimentare pentru determinarea lor.

O modalitate de soluționare a acestui aspect este următoarea:

Se consideră că unda ce apare în conductă este unidimensională, aplicându-se ecuațiile echivalente loviturii de berbec din hidraulică, neglijând frecările:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\rho a^2 \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial x} &= -\rho \frac{\partial w}{\partial t} \end{aligned} \quad (7-8)$$

Din care se obține ecuația diferențială cu derivate parțiale numai pentru presiune:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (9)$$

Având condițiile inițiale : $p(0,x) = p_0$, $\partial p/\partial t (0,x)=0$, iar cele la limită: $p(t,0) = p_s(t)$ și $p(t,l) = p(t)$, unde l este lungimea conductei. (Evident avem: $p_s(0) = p(0) = p_0$). Utilizând metoda schimbării variabilelor (d'Alembert și Euler), se obține soluția generală :

$$p(t,x) = p_s(t) + F(t - x/a) - F(t + x/a)$$

cu F astfel încât $p(t) = p_s(t) + F(t - l/a) - F(t + l/a)$

$$w(t,x) = \rho (F(t + x/a) + F(t - x/a))/a \quad (\text{formulele lui Allievi})$$

Alegând convenabil pașii de calcul, sistemul de ecuații diferențiale ordinare se rezolvă numeric, folosindu-se rezultatele obținute în paralel, pentru vitezele din secțiunile de interes.

6.3 Asupra programului de calcul de simulare a funcționării sistemului pompă-injector

Pe baza modelului matematic prezentat s-a realizat un program de simulare a funcționării sistemului pompă-injector, neglijându-se fenomenele de undă, considerând contribuția conductei de legătură între cele două elemente prin înglobarea acesteia în camera supapei. Funcționarea sistemului a fost raportată la unghiul de rotație al arborelui pompei (RAP).

S-a transformat sistemul neliniar de ecuații diferențiale de ordinul doi obținut într-unul de ordinul întâi, forma rezultată (un sistem neliniar de șapte ecuații diferențiale) permițând aplicarea metodei de integrare Kunge-Kutta varianta Gill ⁽²⁶⁾. Sistemul are forma:

$$\frac{dx_s}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = z$$

$$\frac{dx_D}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = w$$

$$\frac{dp}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{E}{V_p} \left[q \frac{dy}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} - q_s z - A_p \mu_p \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_A)} - A_s \mu_s \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_s)} \right]$$

$$\frac{dp_s}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{E}{V_s} \left[qz + A_s \mu_s \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_s)} - A_c w_{CS} \right]$$

$$\frac{dp_i}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{E}{V_A} \left[A_c w_{CS} - q_D w - A_D \mu_D \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_i - p_{CII})} \right]$$

$$\frac{dz}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{m_s} [q_s (p - p_s) - k_s x_s - F_{0s}]$$

(10-16)

$$\frac{dw}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{m_D} [q_D p_i - k_D x_D - F_0]$$

notațiile fiind cele convenite inițial, în plus z , w - vitezele de deplasare a supapei, respectiv a acului injectorului; w_{CS} - viteza de ieșire a combustibilului din camera supapei, egală cu cea de intrare în camera acului injectorului; V - volume (indicii s , a , p referă camerele supapei, acului injectorului, respectiv cea a pistonului); A - arii (p , s , c , D - referă secțiunea pistonului, a supapei, a orificiului conductei, a ajutorajului).

Calcululele se fac în ipoteza unei funcționări stabilizate (viteza de rotație a arborelui pompei constantă), dar sistemul poate fi utilizat și pentru studiul regimurilor tranzitorii ($d\alpha / dt$ - variabil).

Programul de simulare rezultat ține seama de variațiile majorității factorilor ce influențează desfășurarea fenomenului de injecție (date geometrice, constantele resorturilor,

coeficienții de debit ai orificiilor, legea de deplasare a pistonului, de interdependențele ce există între aceste mărimi), permițând obținerea legilor de variație a presiunilor în fiecare incintă considerată, a legii de variație a debitului injectat pe ciclu prin a cărei integrare se obține masa injectată pe ciclu. În plus, prin utilizarea rezultatelor teoriei lui Levich, rezultate abilitate prin experiențele lui Hiroyasu, programul permite caracterizarea numărului de picături rezultat, prin determinarea penetrației, unghiului de dispersie, a distanței de spargere, a timpului de spargere, respectiv a diametrului mediu Sauter pentru diverse tranșe de combustibil injectat.

Simularea INjecției cu ajutorul unei POMpe cu piston SERtar (majusculele determină numele dat programului INPOSER) se face pe baza scenariului de funcționare prezentat în figura 3, scenariu ce este programat numeric pe baza schemei logice din figura 4.

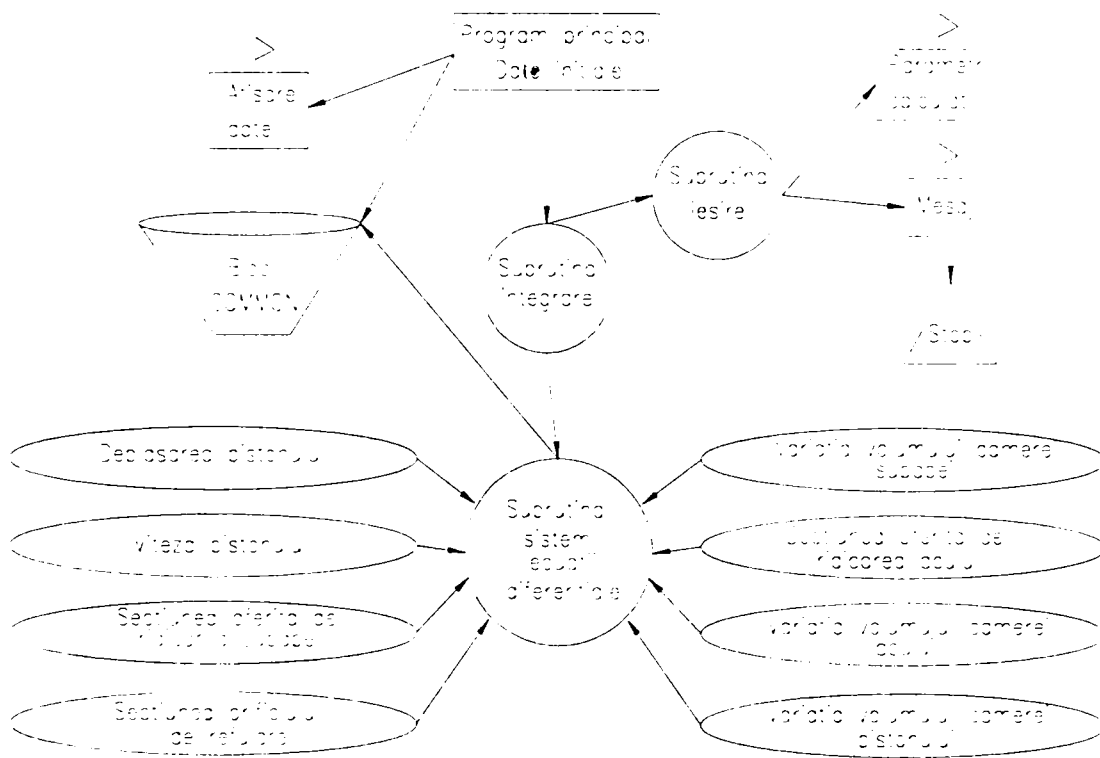


Fig. 4 Schema logică a programului INPOSER

Datele de intrare necesare simulărilor numerice sunt:

Constatele arcurilor din sistem (piston, supapă, injector); Forțele de prestrângere corespunzătoare; Masele pieselor ce se deplasează (piston, supapă, ac injector); Coeficienții de debit ai orificiilor (de alimentare, oferit de supapă, al conductei, ai ajutorajelor); Ariile (legile de variație) orificiilor respective; Volumele (legile lor de variație) pentru camera pistonului, camera supapei, conductei respectiv camera injectorului;

Diametrul pistonului; Unghiul muchiei elicoidale; Diametrul duzelor; Numărul duzelor; Modulul de elasticitate și Densitatea carburantului injectat; Turația pompei; Date inițiale pentru presiunile din sistem (presiunea de alimentare, presiunea din camera pistonului cea din camera supapei (aceeași cu cea din conducta de înaltă presiune) respectiv cea din camera acului injectorului.

Rezultate numerice obținute cu programul INPOSER sunt prezentate în capitolele 9 și 10, unde se fac și comparații ale acestora cu date experimentale.

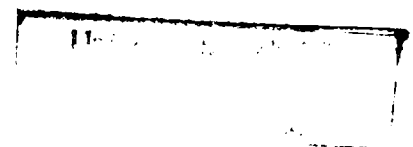
6.4 Interpretări ale relațiilor lui Levich-Hiroyasu

Pentru caracterizarea tranșelor de combustibil, din punct de vedere al timpului de spargere, al penetrației, al vitezei, al unghiului de dispersie respectiv al diametrului mediu Sauter, se utilizează relațiile lui Levich - Hiroyasu - Kamimoto.

Deși relațiile lui Levich au fost stabilite și verificate pentru injecția într-un mediu stagnant, având temperatura și presiunea constante, putem aplica aceste relații - într-o primă aproximație - și pentru injecția în mediu în care există un câmp de viteze nenul și la care există variații ale parametrilor p și T , făcând ipoteza constanței parametrilor respectivi pe pasul de calcul. Explicite, raționamentul se va baza pe ipoteza că, pe pasul de timp ales, presiunea de injecție este constantă, egală cu presiunea medie de injecție pe pas; presiunea și temperatura sunt constante, egale cu presiunea și temperatura medie a mediului pe pas; câmpul de viteze al mediului este de asemenea constant pe pasul de timp (în prezentul studiu vom neglija câmpul de viteze, luând în considerare numai viteza norului de picături).

Cum s-a motivat în capitolul referitor la arderea norului de picături, timpul de spargere (t_s) va fi interpretat ca fiind o evaluare a perioadei de întârziere la autoaprindere.

Viteza norului de picături va fi asimilată cu viteza de penetrație a jetului, care rezultă din derivarea în raport cu timpul a penetrației jetului (considerând restul parametrilor constanți).



$$w(t) = 1.475 \left(\frac{\Delta p}{\rho_g} \right)^{0.25} \sqrt{D_0} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad t \geq t_s \quad (17)$$

Diametrul mediu Sauter rezultă din relația lui Kamimoto (12 Cap. 2), iar unghiul de dispersie din relația lui Reitz (9 Cap. 2).

Din programul de simulare a procesului de injecție rezultă variația presiunii de injecție precum și a debitului injectat. Din programul de simulare a ciclului real rezultă presiune din cilindru . Prin utilizarea acestora rezultă timpul de spargere, penetrația, viteza de penetrație, și diametrul mediu Sauter pentru fiecare tranșă injectată, caracterizându-se astfel interacțiunea dintre sistemul de injecție și funcționarea motorului determinată de variațiile parametrilor din cilindru.

Cap. 7. Algoritm pentru evaluarea parametrilor legii de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I, prin simularea ciclului real pe baza modelului de ardere a norului de picături

În prima parte a prezentului capitol se prezintă o interpretare originală, valabilă pentru motoarele Diesel, privind parametrul de eficiență din legea formală de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I, interpretare ce permite o evaluare a acestuia.

Pentru determinarea parametrului de formă, s-a realizat un program de simulare a evoluției parametrilor termogazodinamici ai ciclului bazat pe legea de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I, pentru perioada înaltă presiune(cilindru închis). Determinarea parametrului de formă se face după criteriul atingerii presiunii maxime în același moment cu ciclul de referință.

Caracterizarea ciclului de referință rezultă prin simularea numerică a funcționării motorului cu ajutorul unui program original, bazat pe modelul cu picături pentru evaluarea arderii prezentat în capitolul 5 și pe modelul pentru simularea injecției prezentat în capitolul 6 (sau din rezultate experimentale).

În final se prezintă metodologia de calcul, valabilă atât pentru cazul motoarelor Diesel turbosupraalimentate cât și în cel al motoarelor cu admisiune normală.

7.1. Evaluarea parametrului de eficiență în cazul motorului Diesel

Admitem că, prin definiție, legea de degajare a căldurii reprezintă raportul dintre masa de carburant arsă până la un anumit moment și masa totală de carburant disponibilă pe ciclu (această definiție presupune că întreaga cantitate de căldură ce poate fi furnizată de masa arsă a fost degajată). Vom utiliza pentru interpretările ce urmează legea Wiebe de ordinul I (relațiile 11-12 cap. 4).

Toți cercetătorii leagă valoarea parametrului “a” de eficiența arderii (mulți adoptă valoarea 6.9, care rezultă presupunând că arde 0.999 din cantitatea de carburant introdusă pe ciclu). Eficiența arderii este direct legată de calitatea fluidului de lucru existent în motor la închiderea supapelor de admisiune, calitate determinată de perfecțiunea fenomenelor de schimb de încărcătură, uzual cuantificată prin coeficientul gazelor reziduale.

Este clar că aceste două procese - schimbul de încărcătură și arderea - se condiționează reciproc pe parcursul ciclurilor succesive.

În cele ce urmează se va prezenta o metodă de cuantificare a acestor intercondiționări, care va lega valoarea coeficientului masic al gazelor reziduale de parametrul, “a” din legea de degajare a căldurii de tip Wiebe I, pentru cazul motoarelor Diesel.

Prin definiție, coeficientul masic al gazelor reziduale reprezintă raportul dintre masa gazelor reziduale (care a participat la ciclul anterior) și masa de fluid proaspăt, adică:

$$\gamma_r = \frac{m_r}{m_a} \quad (1)$$

unde : m_r = masa gazelor reziduale, m_a =masa de aer introdusă în cilindru

Gazele reziduale reprezintă acea parte din gazele de ardere ale ciclului anterior care participă la ciclul actual, ele rezultând din arderea unei anumite cantități de carburant, în prezența unei anumite cantități de aer. Vom numi aceste cantități mase

echivalente corespunzătoare gazelor reziduale. Avem deci, ținând cont de legea de conservare a cantității de substanță :

$$m_r = m_{ear} + m_{ecr} \quad (2)$$

unde : m_{ear} = masa echivalentă de aer corespunzătoare gazelor reziduale, m_{ecr} = masa echivalentă de carburant corespunzătoare gazelor reziduale.

Coeficientul gazelor reziduale este definit ca o mărime corespunzătoare momentului de închidere a supapelor de admisiune. În perspectiva evidențierilor făcute anterior putem afirma, făcând abstracție de o cantitate neglijabilă de căldură, că aceste gaze reziduale rezultă din arderea instantanee (în momentul închiderii supapelor de admisiune) a m_{ecr} kg de carburant, în prezența a m_{ear} kg de aer. Astfel, revenind la definiția legii de degajare a căldurii enunțată, putem scrie :

$$x(\varphi) = \eta(\varphi) \left(1 - \exp \left(-a \left(\frac{\varphi - \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} \right)^{m+1} \right) \right) + \frac{m_{ecr}}{m_c + m_{ecr}} \quad (3)$$

unde $\eta(\varphi)$ ia valoarea 1 între φ_1 și φ_2 și 0 în rest.

În momentul închiderii supapei de admisiune în camera de ardere, avem :

$$m = m_{aer} + m_r = m_{aer} + m_{ear} + m_{ecr} \quad (4)$$

kg de fluid de lucru. Notând cu λ_{in} coeficientul excesului de aer la momentul i.s.a. , ținând cont de definiții, putem scrie :

$$\lambda_{in} = \frac{m_{aer} + m_{ear}}{m_{ecr}} \frac{1}{L_{min}} \quad (5-6)$$

$$\gamma_r = \frac{m_{ear} + m_{ecr}}{m_{aer}}$$

Introducând în discuție și coeficientul excesului de aer tradițional λ , care este definit în momentul terminării arderii (fiind același până la deschiderea supapelor de admisiune), avem în plus relația :

$$\lambda = \frac{m_{aer} + m_{ear}}{m_c + m_{ecr}} \frac{1}{L_{min}} = \lambda_{in} \frac{m_{ecr}}{m_c + m_{ecr}} \quad \Rightarrow \quad (7)$$

$$\Rightarrow \quad \frac{m_{ecr}}{m_c + m_{ecr}} = \frac{\lambda}{\lambda_{in}} \cdot$$

Punând condiția ca la sfârșitul arderii să fie arsă întreaga cantitate de carburant aflată în cilindru ($x(\varphi_2) = 0$), obținem :

$$a = \ln\left(\frac{\lambda_{in}}{\lambda}\right) \quad (8)$$

Vom presupune că regimul studiat este stabilizat, adică ciclurile succesive sunt aproape identice. Deci coeficientul excesului de aer tradițional va avea aproximativ aceeași valoare pentru oricare dintre ciclurile unui regim stabilizat. Mai mult, putem extrapola - fără a ne depărta de realitate prea mult - că se păstrează coeficientul excesului de aer și pentru masele echivalente din gazele reziduale, adică :

$$\lambda = \frac{m_{ear}}{m_{ecr}} \frac{1}{L_{min}} \quad (9)$$

Această presupunere ne va permite să determinăm pe λ_{in} funcție de coeficientul masic al gazelor reziduale. Prin eliminare, ținând cont de definiții, rezultă pentru cazul unui regim stabilizat :

$$\lambda_{in} = \lambda \left(1 + \frac{L_{min} + \frac{1}{\lambda}}{\gamma_r L_{min}} \right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow a = \ln \left(1 + \frac{1 + \frac{1}{\lambda L_{min}}}{\gamma_r} \right)$$

După cum se observă, în aceste ipoteze “a” depinde de coeficientul excesului de aer tradițional (dozajul) și de coeficientul masic al gazelor reziduale, aceștia influențând prin valoarea lor modul de desfășurare al arderii modelate printr-o lege de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I.

7.2. Program de evaluare a parametrilor termogazodinamici ai fluidului de lucru pe perioada de înaltă presiune prin utilizarea legii formale de degajare a căldurii Wiebe de ordinul I

Energia internă specifică “u” a gazului din cilindru este calculată pe baza relației lui E.Justi (utilizată și în programul DYN -ec.20 cap.3). Pentru a evalua mai exact constanta gazelor “R”, se utilizează relațiile lui Zacharias :

$$k = \frac{\lambda - 1}{0.0698 + \lambda} \quad (11)$$

$$A = 0.35 - 0.05k^{0.765} \quad (12)$$

$$B = 16.1 + 14.3k^{0.51} \quad (13)$$

$$C = 0.352 + 0.102 k^{0.401} \quad (14)$$

$$R = 0.00981 \left[29 + A + 0.01 p \left(\frac{B}{T^c} - A \right) \right] \quad (15)$$

unde presiunea p este exprimată în bar, iar temperatura T în K, R rezultând în KJ/Kg/K. În programul DYN nu se ține cont de variația constantei gazelor cu coeficientul excesului de aer, respectiv cu presiunea și temperatura (această aproximație este justificată, diferența între masa kilomolului de aer și cea a gazelor rezultate în urma unei arderi stoichiometrice este doar $0.17=29-28.83$ kg/kmol).

Sistemul de ecuații diferențiale ce descrie variația parametrilor termogazodinamici din cilindru închis este analog cu cel utilizat în programul DYN, având forma :

$$\frac{dm}{d\varphi} = \frac{dm_c}{d\varphi} \quad (16)$$

$$\frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{1}{L_{\min}} \left(-\frac{m_A}{m_c^2} \frac{dm_c}{d\varphi} \right) \quad (17)$$

$$\frac{dT}{d\varphi} = \frac{1}{mC_v} \left(\frac{dQ_c}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV}{d\varphi} - u \frac{dm}{d\varphi} - m \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\varphi} \right) \quad (18)$$

Semnificațiile notațiilor din acest sistem sunt următoarele: m reprezintă masa totală a fluidului din cilindru, λ - coeficientul excesului de aer, T - temperatura, m_c - masa combustibilului ars până în momentul φ , m_A - masa de aer aflată în cilindru în momentul închiderii supapelor de admisiune, p - presiunea (ce rezultă din ecuația de stare), u - energia internă (ec.22 cap.3), V - volumul (ec.36 cap.3), Q_c - căldura degajată prin ardere până în momentul φ (ec.8 cap.3), iar Q_w - căldura pierdută prin pereți (ec.4-5 cap.3).

Pentru rezolvarea acestui sistem de ecuații diferențiale pentru un motor cu geometria definită este necesară cunoașterea parametrilor termogazodinamici ai fluidului de lucru în momentul închiderii supapelor de admisiune, a parametrilor definatorii pentru legea Wiebe utilizată la evaluare legii de degajare a căldurii și a dozei de combustibil injectate pe ciclu concomitent cu momentul de început al injecției. Relația ce definește derivata coeficientului excesului de aer (17) are la numitor masa de combustibil arsă până în momentul φ . În momentul închiderii supapei de admisiune, această masă nu este nulă, fiind egală cu masa de combustibil ce definește coeficientul excesului de aer inițial (conform cu subcapitolul 1) :

$$m_{c_{ec}} = \frac{m_m}{1 + \lambda_{in} L_{min}} \quad (19)$$

$$m_A = \frac{m_m \lambda_{in} L_{min}}{1 + \lambda_{in} L_{min}} \quad (20)$$

Rezolvarea sistemului se realizează prin utilizarea unei metode de integrare de ordinul patru de tip Runge-Kutta (variantea Gill). Subrutina de integrare ajustează automat pasul de calcul în vederea atingerii erorii cerute.

Datele de intrare necesare sunt :

Cursa; Alezajul; Raportul de comprimare; Raportul adimensional al bieiei (lungimea bieiei / raza manivelei); Ariile ce mărginesc volumul minim (piston, cilindru, chiulasă) și temperaturile lor medii; L_{min} ; Puterea calorifică inferioara a combustibilului; Turația motorului.

Volumul; Presiunea (în momentul î.s.a.); Momentul de început al injecției; Durata arderii; Momentul de început al arderii; Parametrul de eficiență (legea Wiebe); Coeficientul de formă; Masa injectată pe ciclu; Masa inițială a fluidului de lucru; Coeficientul excesului de aer inițial; Temperatura inițială; Momentul inițial (î.s.a); Momentul deschiderii supapei de evacuare; Eroarea de calcul aleasă; Pasul inițial de calcul.

Ca rezultat se obține diagrama indicată pe perioada cât cilindrul este închis, din care se determină momentul de atingere a presiunii maxime (criteriul de alegere a parametrului de formă). În figura 1 se prezintă schema logică a acestui program.

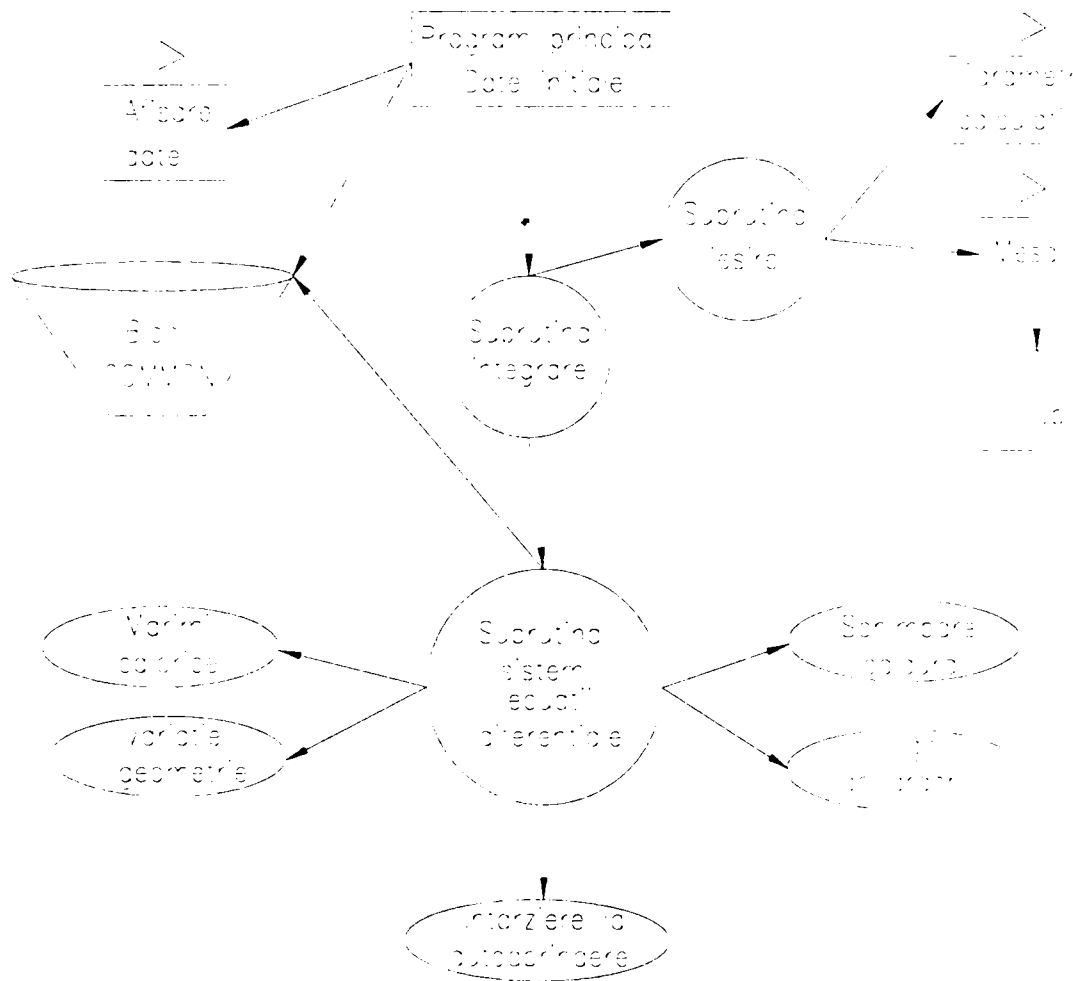


Fig. 1 Schema logică a programului PROMIW

Am dat numele PROMIW acestui program întrucât simulează PROCesele dintr-un Monocilindru Închis utilizând legea Wiebe de degajare a căldurii.

7.3. Program pentru calculul ciclului real pe baza modelului de ardere a norului de picături

Modelul de ardere a norului de picături prezentat în capitolul 6 permite evaluarea vitezei de degajare a căldurii și a timpului de întârziere la autoaprindere. Pentru a-l putea

aplica, s-a realizat programul INPOSER de simulare a injecției prezentat în capitolul 5. Rezultatele programului INPOSER sunt utilizate pentru a calcula diametrul mediu Sauter, timpul de spargere, viteza inițială și masa fiecărei doze de combustibil considerate.

A rezultat un program de calcul care permite simularea concomitentă atât a injecției, cât și a arderii, determinându-se astfel și influențele reciproce. Programul are la bază metodologia de calcul a ciclului utilizată în programul PROMIW, fiind completat cu relațiile de modelare a sistemului motor-consumator, în scopul de a permite simularea regimurilor dinamice - pe de o parte - și de a putea determina timpul real - pe de alta. (Reprezentarea mărimilor în raport cu timpul real ușurează comparațiile cu rezultatele experimentale.) Am numit programul rezultat PROMIP întrucât simulează PROCesele dintr-un Monocilindru Închis utilizând un model cu Picături pentru ardere. Acest program rezolvă alternativ două sisteme de ecuații diferențiale ordinare (unul care are șapte ecuații pentru injecție ,iar cel de-al doilea de cinci ecuații pentru motor)

Pentru calculul variației vitezei unghiulare se utilizează următoarele relații (prin prelucrarea relațiilor 80-94 cap.3) :

$$\frac{d\omega_M}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M (J_{motor} + J_{consumator})} \left(p \frac{dV}{d\varphi} - \frac{(p_R + p_E)}{720} V_H \right) \quad (21-22)$$

$$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{1}{\omega_M}$$

Unde ω_M reprezintă viteza unghiulară, J -momente de inerție, p - presiunea momentană, V- volumul momentan, V_H -cilindrea, p_E - presiunea medie efectivă estimată, p_R - presiunea pierderilor prin frecare momentană calculată prin extrapolarea relației 82 cap.3 astfel:

$$p_R = p_{R0} + \Delta p_{r,2} + 6.7D^{-0.329} - 89D^{-0.943} \left[1 - \left(\frac{\omega_M}{\omega_{M \text{ no min al}}} \right)^2 \right] \quad (23)$$

unde p_{R0} este o constantă de ajustare (dacă există date de referință; în caz contrar se consideră egală cu zero), $\Delta p_{r,2}$ - suplimentul de presiune datorat sarcinii, calculat conform cu ec.83 cap.3, iar D reprezintă alezajul motorului.

Datele de intrare necesare acestui program se obțin prin juxtapunerea datelor utilizate în programele PROMIW și INPOSER, fiind necesare în plus următoarele : Momentul de inerție al sistemului motor-consumator; Viteza unghiulară medie nominală; Temperatura motorinei; Raportul (considerat constant) dintre diametrul maxim și diametrul mediu Sauter; Coeficienții (t și s) din legea de distribuție a picăturilor; Pasul de parcurgere a injecției; Momentul de început al injecției; Temperatura paracritică.

În figura 2 se prezintă schema logică restrânsă a programului PROMIP (nefiind explicitate subrutinele specifice programelor PROMIW și INPOSER).

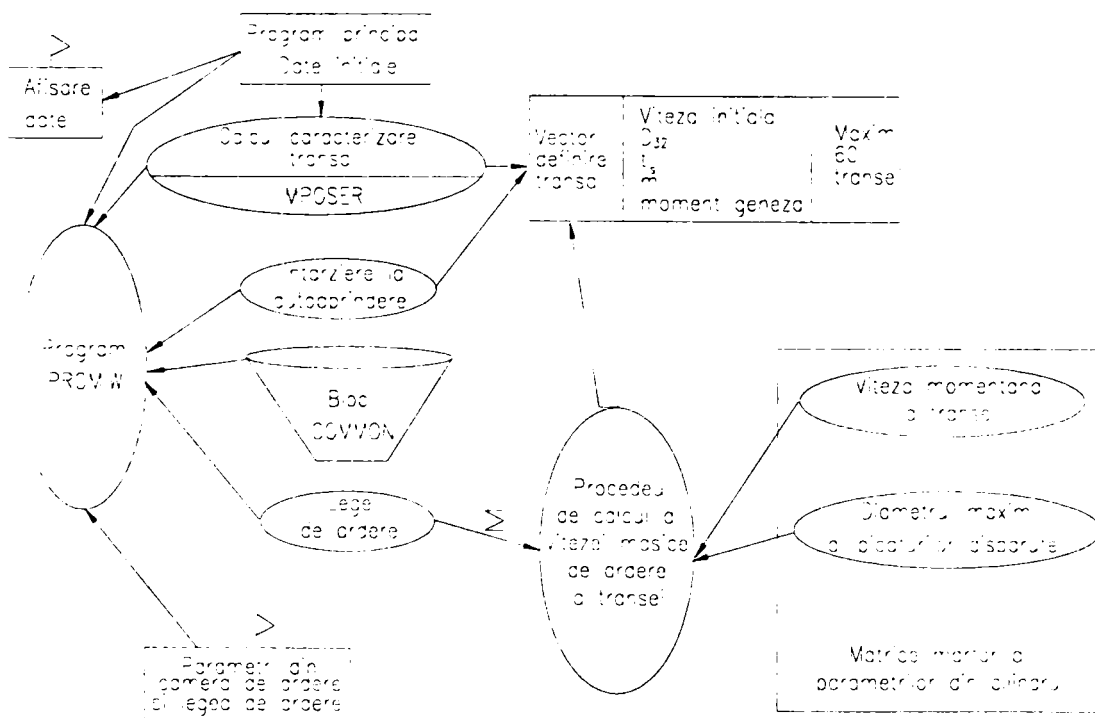


Fig. 2 Schema logică a programului PROMIP

7.4. Calculul ciclului real al unui motor monocilindric cu utilizarea metodei umplerii și golirii

Procedurile de calcul prezentate au fost extinse și pentru perioada schimbului de gaze, rezultând programele DIPROW respectiv DIPROM (primul utilizează legea Wiebe, cel de-al doilea modelul cu picături). Aceste programe permit simularea funcționării în regim dinamic a unui motor monocilindric, dând informații și asupra parametrilor fluidului de lucru din rezervoarele de admisiune și evacuare. Faptul că aceste programe permit simularea unui număr practic nelimitat de cicluri succesive - parametrii de la sfârșitul unui ciclu fiind date inițiale pentru ciclul următor - oferă posibilitatea caracterizării cu acuratețe a oricărui regim stabilizat. Estimarea datelor inițiale nu mai constituie o problemă, acestea rezultând în urma procesului simulat de stabilizare a funcționării motorului.

Simularea schimbului de gaze s-a realizat utilizându-se metoda umplerii și golirii, iar calculul variației coeficientului excesului de aer s-a făcut într-un mod original, ținându-se cont de aserțiunile prezentate în subcapitolul 7.1. Pentru fiecare volum luat în considerare (cilindru, rezervor de admisiune și rezervor de evacuare), s-au scris ecuațiile ce exprimă variația masei, temperaturii și a coeficientului excesului de aer. Relațiile pentru masă și temperatură sunt similare cu cele prezentate în capitolul 3. Relația obținută pentru coeficientul excesului de aer (utilizând raționamentul bazat pe luarea în considerare a maselor echivalente de aer și combustibil) are forma :

$$\frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{1 + \lambda L_{\min}}{m} \sum_k \frac{\lambda_k - \lambda}{1 + \lambda_k L_{\min}} \frac{dm_k}{d\varphi} \quad (24)$$

unde λ reprezintă coeficientul excesului de aer al gazului din volumul avut în vedere, λ_k coeficientul excesului de aer al gazului care intră în volumul considerat, m - masa volumului de gaz considerat, $dm_k / d\varphi$ - debitul gazului ce intră (masa ce iese nu afectează valoarea coeficientului excesului de aer).

Rezultă astfel un sistem de 18 ecuații diferențiale - 11 ecuații pentru motor și 7 pentru sistemul de injecție - pentru programul DIPROM, respectiv unul cu 11 ecuații diferențiale pentru programul DIPROW.

Lista datelor necesare se completează cu :

Volumul, secțiunea orificiului de intrare și aria rezervorului de admisiune; Volumul, secțiunea orificiului de ieșire și aria rezervorului de evacuare; Ridicările de supape; Diametrul interior și unghiul scaunului supapei; Coeficienții de debit corespunzători.

Schemele logice sunt similare cu cele ale programelor PROMIW respectiv PROMIP.

7.5. Metodologie de evaluare a parametrilor legilor de degajare a căldurii de tip Wiebe

Practic legea de degajare a căldurii se obține din programul de simulare a ciclului real bazat pe modelul de ardere a norului de picături, fiind suficientă aplicarea metodei celor mai mici pătrate. Întrucât procedura de aplicare a acestei metode este relativ greoaie, s-a ales calea determinărilor prin iterații succesive. Având stabilit regimul de funcționare, se procedează după cum urmează:

1. Se estimează parametri legii de degajare a căldurii.
2. Se rulează programul DYN (sau DIPROW), obținându-se ca rezultat parametrii în cilindru la închiderea supapelor de admisiune, coeficientul excesului de aer (dozajul) și cantitatea de combustibil necesară atingerii regimului ales.
3. Se calculează parametrul de eficiență din valorile coeficienților excesului de aer de la închiderea supapelor de admisiune, respectiv de la deschiderea supapelor de evacuare.
4. Se determină lungimea cursei active a pistonului pompei necesară injecției cantității de combustibil, care, împreună cu parametrii din cilindru de la închiderea supapelor de admisiune, sunt date de intrare pentru programul de simulare a ciclului pe baza arderii norului de picături.

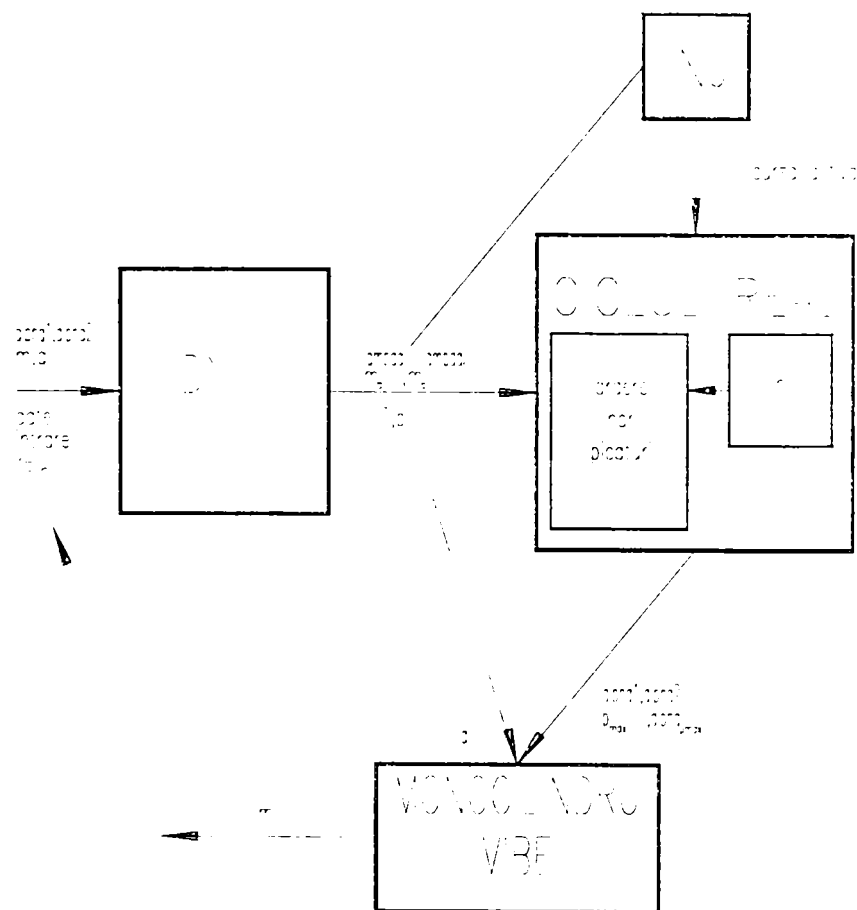
5. Se rulează acest ultim program, obținându-se o estimare pentru durata arderii, respectiv pentru momentul atingerii presiunii maxime.

6. Se determină valoarea parametrului de formă (parametrul de eficiență și durata arderii fiind determinate anterior) prin rulări succesive, alegându-se acea valoare pentru care presiunea maximă se atinge în același moment ca la programul cu picături.

7. Se reia procedura până când valorile parametrilor în cauză se stabilizează.

Un exemplu de aplicare a acestei metode se prezintă în capitolul 11.

Algoritmul expus se prezintă în figură ce urmează.



Algoritm de determinare a parametrilor legii de ardere Wiebe

Fig. 3 Schema algoritmului propus pentru determinarea parametrilor legii de ardere de tip Vibe (Wiebe) de ordinul 1

Cap. 8. Cercetări experimentale privind caracterizarea funcționării sistemului pompă - injector

Scopul cercetărilor experimentale ce se prezintă în continuare este acela de a permite validarea programului de simulare a injecției prezentat în capitolul 5. Pentru aceasta, s-au făcut determinări experimentale pentru două sisteme pompă-injector. Primul sistem studiat este cel utilizat la motoarele ALCO 12-R-251, produse la U.C.M. Reșița, având codul ROPF1CQ140T45/ROKBL242; cel de-al doilea este cel utilizat la motoarele M511 produse de S.C. AEROSTAR Bacău având codul ROPFR1K70A120 / ROKBAL7964.

Sistemul pompă-injector RPF1CQ140T45/ROKBAL242

În cazul sistemului de injecție utilizat la motoarele ALCO s-a ridicat pe standul de centicubat tip B.1020.000.614 existent la U.C.M.Reșița, variația masei injectate pe ciclu funcție de deplasarea cremalierii (legată de cursa utilă a pistonului prin unghiul muchiei elicoidale a pistonului pompei) pentru diverse turații.

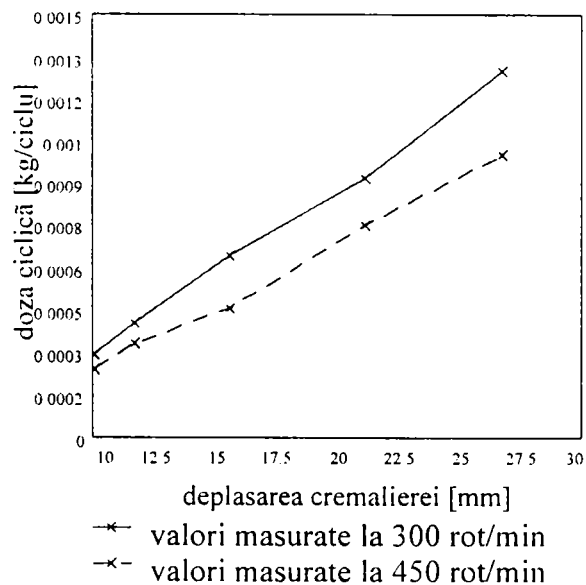


Fig. 1 Rezultate experimentale

În figura 1 se prezintă rezultatele măsurătorilor la două turații. Se observă dependența aproximativ liniară a masei injectate pe ciclu față de deplasarea cremalierii, la o turație fixată.

Măsurătorile s-au făcut doar pentru două turații, acestea fiind suficiente pentru completarea datelor necesare simulării funcționării motorului cu ajutorul programului de calcul DYN.

Turațiile la care s-au făcut măsurătorile - egale cu aproximativ 300 rot/min, respectiv 450 rot/min - au fost măsurate cu un tahometru inductiv care oferă o precizie de măsurare de aproximativ două procente. Numărul de injecții la care s-au făcut determinările a fost de 200, același pentru ambele turații (valoare recomandată de producător în cazul încercărilor de reglaj). Apreciem eroarea de măsurare ca fiind de sub cinci procente, fiind datorată în principal erorilor de citire.

Măsurarea dozei injectate s-a realizat volumic, trecerea la doza masică s-a făcut ținându-se cont de densitatea motorinei utilizate (847 kg/m^3 la 20°C - cum rezultă din buletinul de analiză nr. P 120/11/06/98)

Sistemul pompă-injector ROPFR1K70A120/ROKBAL7964

Pentru sistemul pompă-injector ROPFR1K70A120/ROKBAL7964, utilizat la motoarele M511 produse de S.C.Aerostar Bacău, nu a fost disponibil un stand de centicubat specific și, întrucât adaptarea la un stand general existent ar fi necesitat cheltuieli substanțiale (trebuia să se realizeze pe lângă sistemul de prindere și un sistem care să reproducă deplasările pistonului pompei), s-a adoptat soluția de a utiliza standului de încercare al motorului M511 prezentat în capitolul 10. Mașina electrică utilizată ca frână în cazul încercării motorului a fost folosită ca motor. Astfel, antrenarea pompei s-a realizat în condițiile reale specifice motorului M511, care a avut rolul de a transmite mișcarea de la motorul electric la pistonul pompei. Corpul injectorului a fost fixat rigid cu ajutorul unui dispozitiv de fixare, astfel încât acesta să debiteze într-un vas gradat. Doza ciclică s-a determinat ținându-se cont de turația motorului, volumul injectat și timpul în care s-a acumulat acest volum în vasul gradat.

Experimentele au constatat în :

- măsurarea turației (utilizându-se traductorul piezoelectric al aparatului de diagnosticare GATS, montat pe conducta de înaltă presiune);
- măsurarea timpului cu ajutorul unui cronometru;
- măsurarea volumului debitat de pompă - cu ajutorul unui vas gradat;
- măsurarea creșterii de presiune din conducta de înaltă presiune - cu un traductor piezoelectric tip Elkon ;
- măsurarea poziției diagramei creșterii de presiune în raport cu punctul mort interior al motorului - cu ajutorul unui traductor fotoelectric de poziție.

Variațiile de presiune precum și semnalele de poziție au fost achiziționate pe calculator cu ajutorul unui sistem compus dintr-un calculator 386, placă de achiziție DASH-16 și un convertor de semnal. Pentru înregistrarea și prelucrarea semnalelor s-a utilizat pachetul de programe ASYSTANT+, aferent plăcii de achiziție.

Fișierele rezultate au fost procesate pentru a putea fi prelucrate cu ajutorul oricărui program de calcul (formatul fișierelor rezultate este specific pachetului de programe ASYSTANT+).

S-au folosit la maximum posibilitățile sistemului de achiziție, achiziția făcându-se pe două canale cu frecvențe de câte 20.000 Hz. Curbele obținute permit interpretarea calitativă a variațiilor de presiune, respectiv una cantitativă asupra timpilor ce caracterizează fenomenul.

Pentru a avea informații asupra amplitudinii creșterilor de presiune din conducta de înaltă presiune a sistemului de injecție, s-a etalonat dinamic traductorul de presiune. Pentru etalonare s-a utilizat motorul ca pompă de aer, prin antrenarea acestuia cu ajutorul motorului electric, motorul M511 având montat traductorul Elkon simultan cu un traductor Kistler 6123 etalonat în prealabil. Curbele de etalonare sunt prezentate în figura 2 (Kistler - 651 unități = 34,6 bar ; Elkon - 240 unități = 34,6 bar).

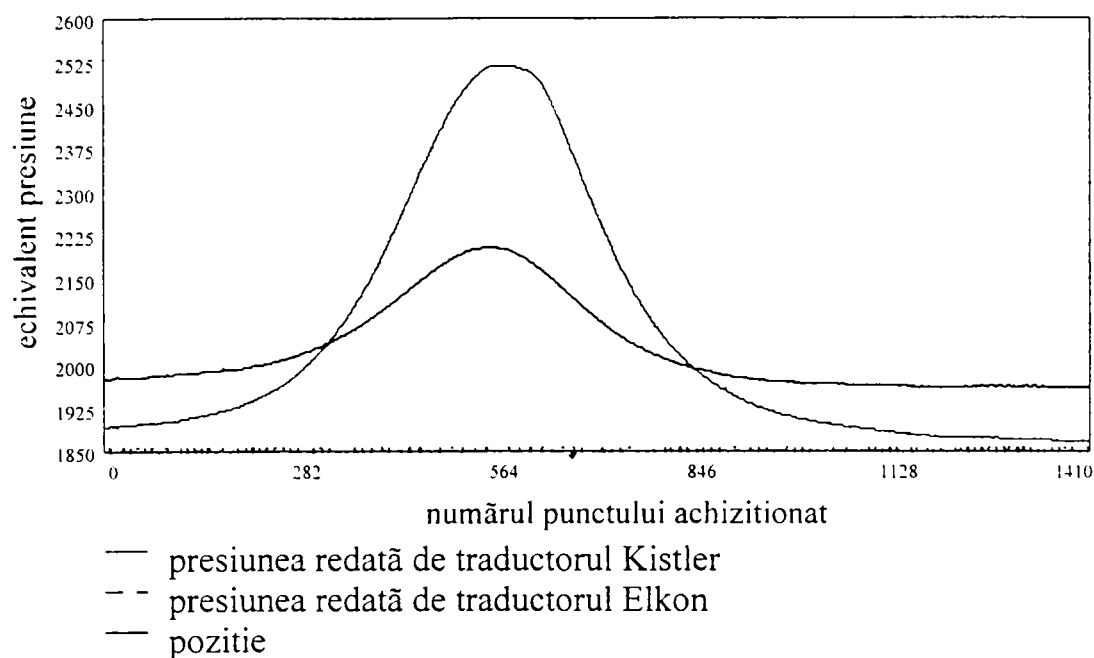


Fig. 2 Etalonare traductor Elkon

Măsurătorile s-au făcut la aceeași turație pentru cinci curse utile, obținute prin deplasarea în progresie aritmetică (cu pasul de 0.3 mm) a fluturelui de oprire a motorului, având regulatorul blocat pe poziția de deplasare maximă a cremalierii. Rezultatele mediate pentru câte cinci intervale de timp sunt prezentate în tabelul 1, ce cuprinde cele cinci cazuri considerate.

Tabelul 1

Rezultate experimentale privind injecția la motorul M511 - prin antrenarea motorului	Turația motorului (Rot/min)	Doza ciclică măsurată (kg/ciclu)
Cazul 1	590	0.282 E-4
Cazul 2	590	0.248 E-4
Cazul 3	590	0.162E-4
Cazul 4	590	0.905 E-5
Cazul 5	590	0.548E-5

Curbele aferente variațiilor de presiune, respectiv indicatorului de poziție sunt prezentate în figurile 3-11 (inclusiv pentru cazurile de mers în gol și un regim de sarcină parțială).

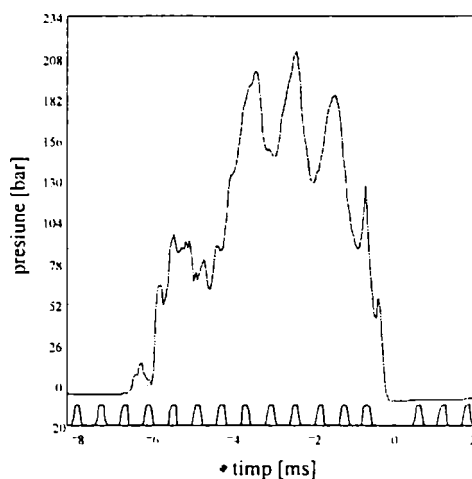


Fig. 3 Caz 1. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.282E-4 kg/ciclu

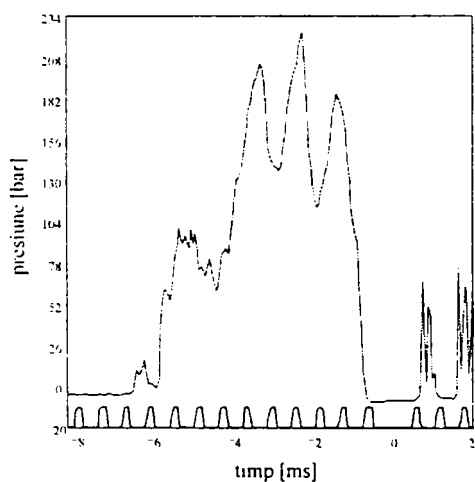


Fig. 4 Caz 2. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică= 0.248E-4 kg/ciclu

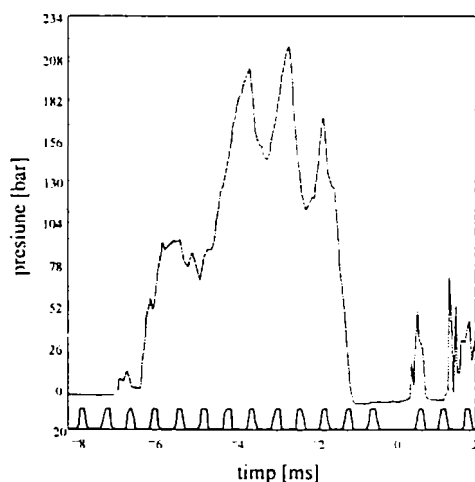


Fig. 5 Caz 3. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.162E-4 kg/ciclu

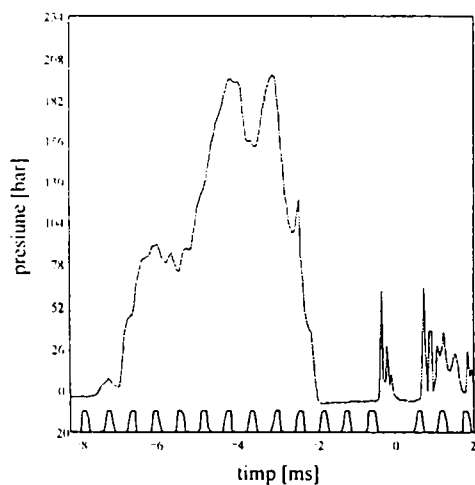


Fig. 6 Caz 4. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.905E-5 kg/ciclu

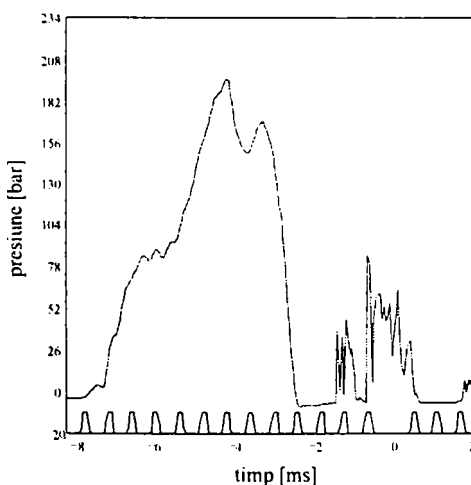


Fig. 7 Caz 5. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.548E-5 kg/ciclu

Universitatea tehnică
TIMIȘOARA
Făcătoare de cercetare

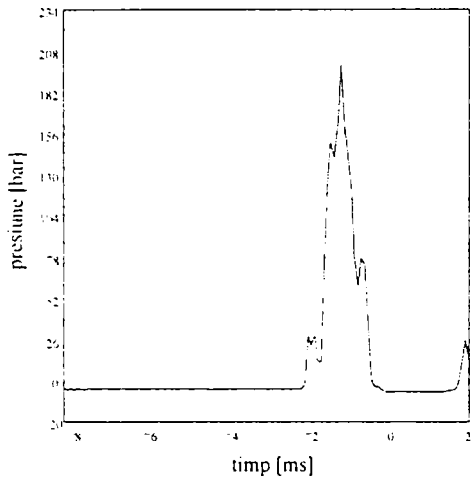


Fig. 8 Caz G1. Viteza unghiulară=4560RAP/s, doza ciclică=0.571E-5kg/ciclu

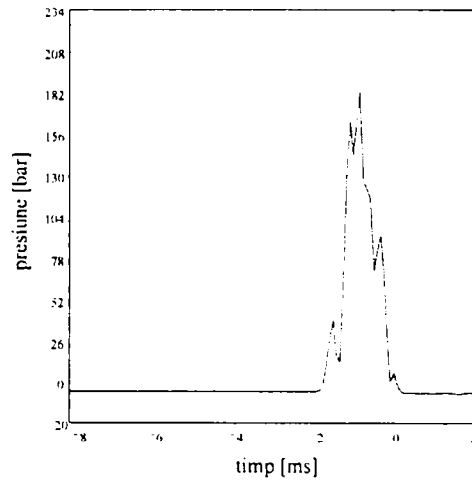


Fig. 9 Caz G2. Viteza unghiulară=5040 RAP/s, doza ciclică=0.58E-5 kg/ciclu

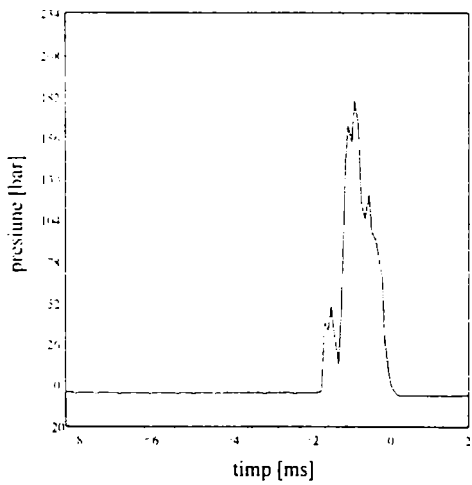


Fig. 10 Caz G3. Viteza unghiulară=5550 RAP/s, doza ciclică=0.605E-5 kg/ciclu

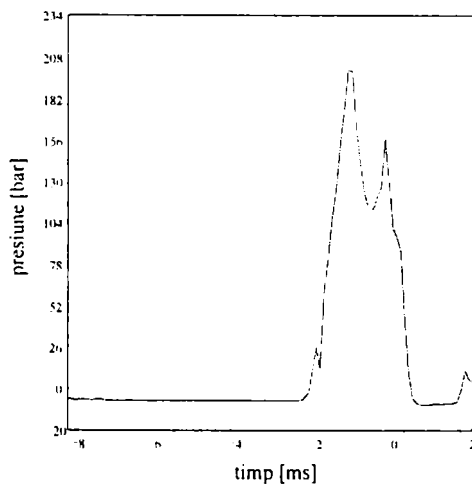


Fig. 11 Caz P1. Viteza unghiulară=4320 RAP/s, doza ciclică=0.117E-4

Rezultatele experimentale relativ la funcționarea sistemului pompă-injector amintit se completează cu înregistrările curbelor de presiune (și a dozei ciclice aferente) realizate cu ocazia înregistrărilor diagramelor indicate ce caracterizează funcționarea motorului (tabelul 2).

Tabelul 2

Rezultate experimentale privind injecția la motorul M511 - la regimuri de funcționare	Turația motorului (Rot/min)	Doza ciclică măsurată (kg/ciclu)
Cazul G1	1520	0.554 E-5
Cazul G2	1680	0.581 E-5
Cazul G3	1850	0.604 E-5
Cazul P1-sarcină parțială	1440	0.109 E-4

Menționăm că măsurătorile efectuate nu au scopul de a caracteriza funcționarea sistemelor de injecție studiate, ci acela de a oferi posibilitatea verificării programului de simulare INPOSER prezentat în capitolul 6.

Cap. 9. Rezultate ale simulărilor numerice privind funcționarea sistemului pompă-injector și interpretarea acestora în raport cu datele experimentale

În prezentul capitol se prezintă rezultatele obținute prin simulări numerice ale funcționării sistemului pompă-injector cu ajutorul programului de calcul INPOSER, relativ la rezultatele experimentale prezentate în capitolul 8.

Sistemul RPF1CQ140T45/ROKBAL242

Principalele elemente definitorii pentru sistemul pompă-injector utilizat pe motoarele ALCO de tip RPF1CQ140T45/ROKBAL242 sunt: diametrul pistonului pompei $D = 17$ mm, respectiv diametrul acului injectorului $D_a = 6$ mm și diametrele orificiilor injectorului $d = 0.375$ mm și numărul lor ($n = 9$ orificii). Restul dimensiunilor geometrice ce definesc soluția constructivă au fost determinate pe baza documentației tehnice de execuție a pompei cod P45-01 pusă la dispoziție de S.C. Mefin Sinaia. Ridicările pistonului au fost modelate printr-o funcție de gradul doi. Constantele arcurilor, respectiv masele pieselor în mișcare au fost estimate. Alegerea mărimilor necunoscute s-a realizat prin rulări succesive, astfel încât la deplasarea maximă a cremalierii (cursă utilă maximă) să se obțină doza ciclică măsurată, acceptându-se pentru coeficienții de debit valoarea medie de 0.7.

În figura 1 se prezintă variația dozei ciclice funcție de cursa utilă a pistonului pentru cinci turații, inclusiv cele două la care s-au făcut măsurătorile. Se constată că domeniul acoperit de dozele calculate este același cu domeniul acoperit de dozele

măsurate; de asemeni se constată variația liniară în raport cu deplasarea utilă a pistonului la ambele turații.

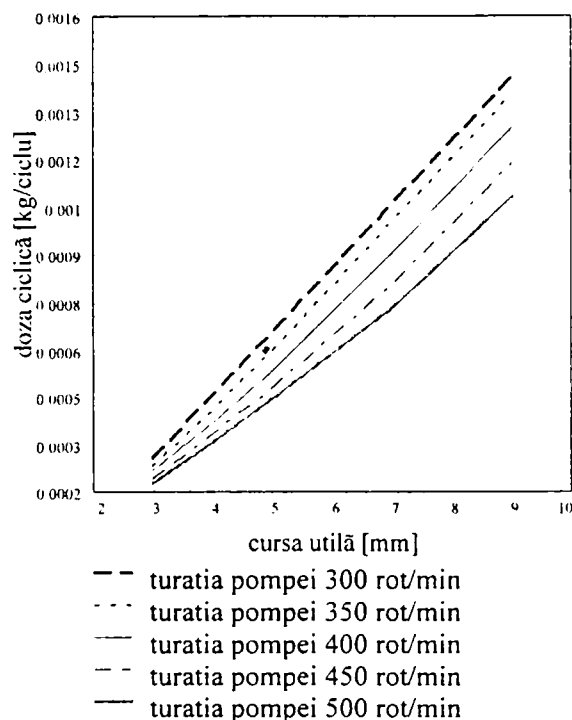


Fig. 1 Doza ciclică determinată prin calcul

Pentru simularea regimurilor stabilizate, caracteristica obținută este suficientă, întrucât programul DYN este conceput astfel încât să determine doza ciclică necesară regimului stabilizat caracterizat prin turație și putere efectivă. Această determinare se realizează prin interpolare pe caracteristica de injecție determinată, în raport cu puterea efectivă și cu abscisa caracteristicii. Este necesar ca această abscisă să fie deplasarea cremalierii doar în cazurile de simulare a regimurilor dinamice, cazuri în care intervine în calcul și modelul de funcționare a regulatorului, singurul afectat de valoarea efectivă a deplasării cremalierii.

Trecerea de la cursa utilă la deplasarea cremalierii se face relativ simplu, ținându-se cont de unghiul muchiei elicoidale (aproximativ 37 grade) și de valoarea cursei utile corespunzătoare deplasării maxime a cremalierii, respectiv de comportarea liniară a variației dozei ciclice în raport cu cele două abscise considerate.

Rezultatele reprezentării variației dozei ciclice calculate funcție de deplasarea cremalierii sunt prezentate comparativ în figura 2

Comparând valorile măsurate cu cele calculate se constată o concordanță foarte bună (deviațiile între calcule și experiment sunt de sub cinci procente), deși calculele au fost făcute cu o camă diferită de cea reală (dar care acoperă același domeniu de ridicări).

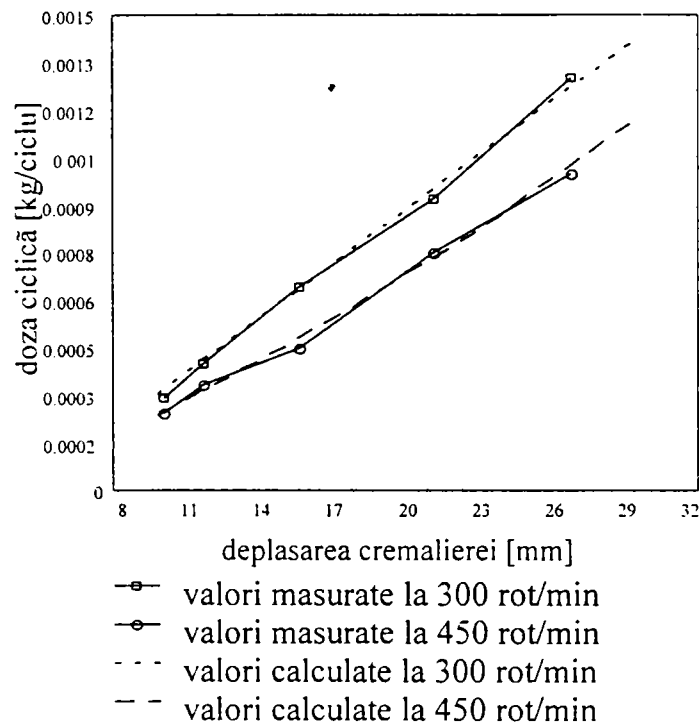


Fig. 2 Comparație calcul experiment

Pentru cazul sistemului de injecție utilizat la motoarele M511, principalii parametri definiții sunt : diametrul pistonului $D = 12$ mm, diametrul acului injectorului $D_a = 4$ mm, diametrul orificiilor ajutorului $d = 0.29$ mm, respectiv numărul orificiilor $n = 4$. Dimensiunile geometrice au fost obținute prin prelucrarea documentației tehnice (cod 0 814 171 __). Constantele arcurilor și masele pieselor aflate în mișcare au fost stabilite astfel încât pentru deplasarea maximă utilă să se reproducă cât mai fidel curba de variație a presiunii obținută experimental cu obținerea dozei ciclice corespunzătoare. Legea de ridicare a pistonului a fost stabilită experimental (fiind prezentată în figura 4 din capitolul 10). Cu parametri astfel stabiliți s-au făcut rulări pentru diverse deplasări utile ale pisto-

nului, determinându-se deplasările pentru care se obțin restul cazurilor studiate experimental (prin compararea dozelor ciclice și a curbelor de presiune).

Același procedeu s-a utilizat și pentru cazul diagramelor de variație a presiunilor din conducta de înaltă presiune, înregistrate cu ocazia experimentelor pentru caracterizarea proceselor din cilindrul motorului prezentate în capitolul 10.

În figurile 3-14 se prezintă diagramele calculate pentru variația presiunii din camera supapei, pentru deplasarea supapei, a acului injectorului, respectiv a variației debitului injectat pentru cazurile experimentale considerate.

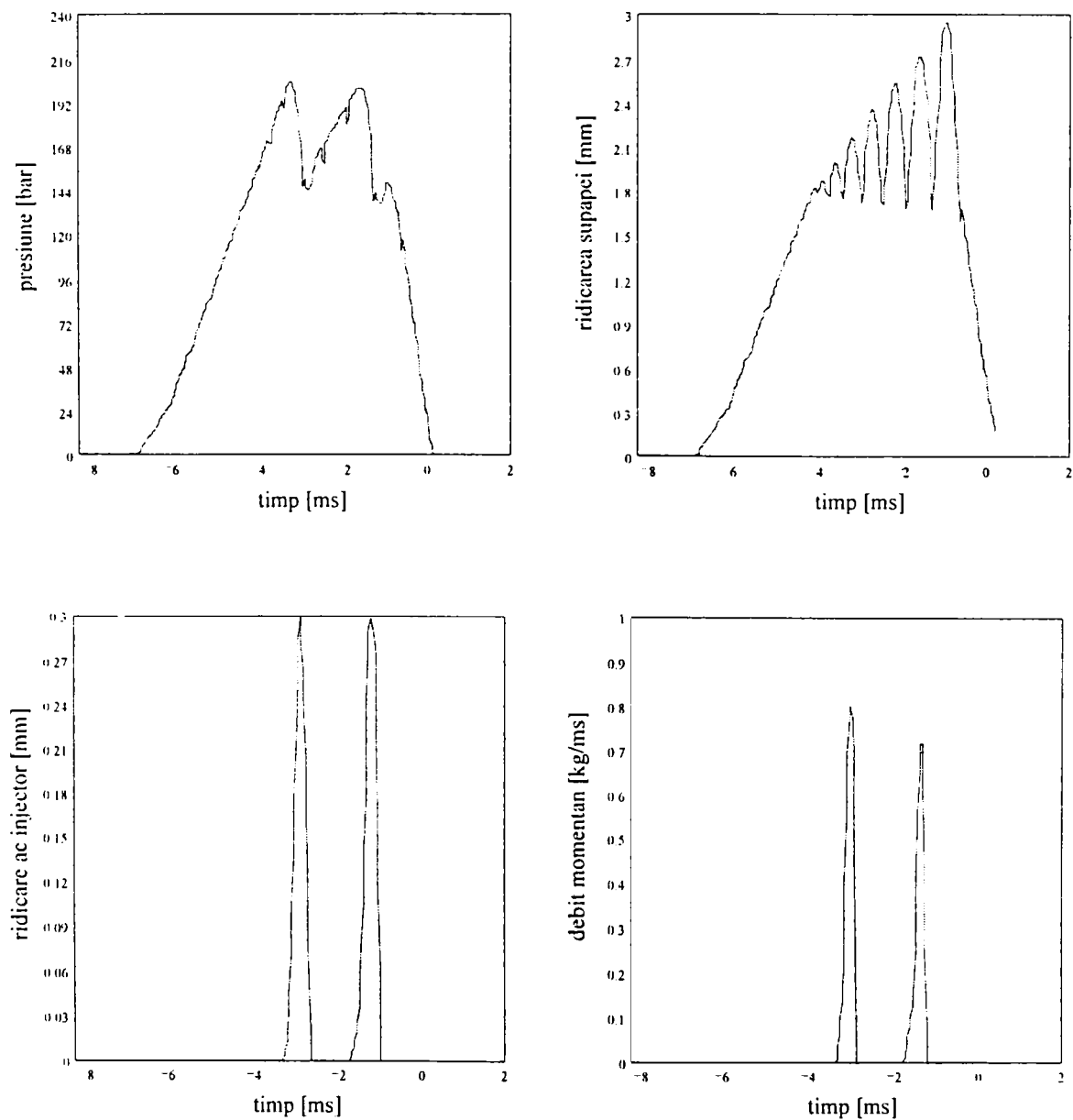


Fig. 3 Caz 1. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.282E-4 kg/ciclu

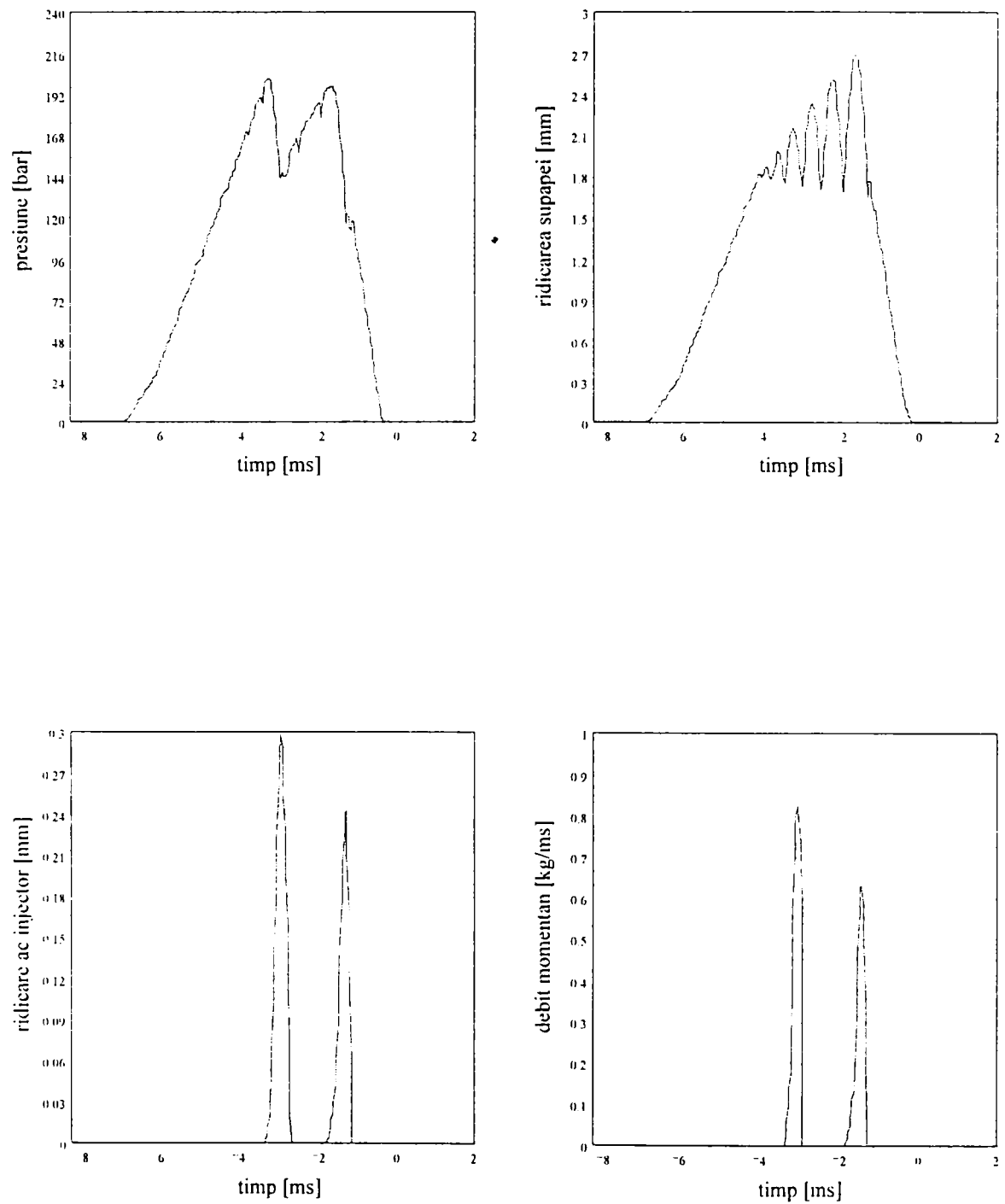


Fig. 4 Caz 2. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.247E-4 kg/ciclu

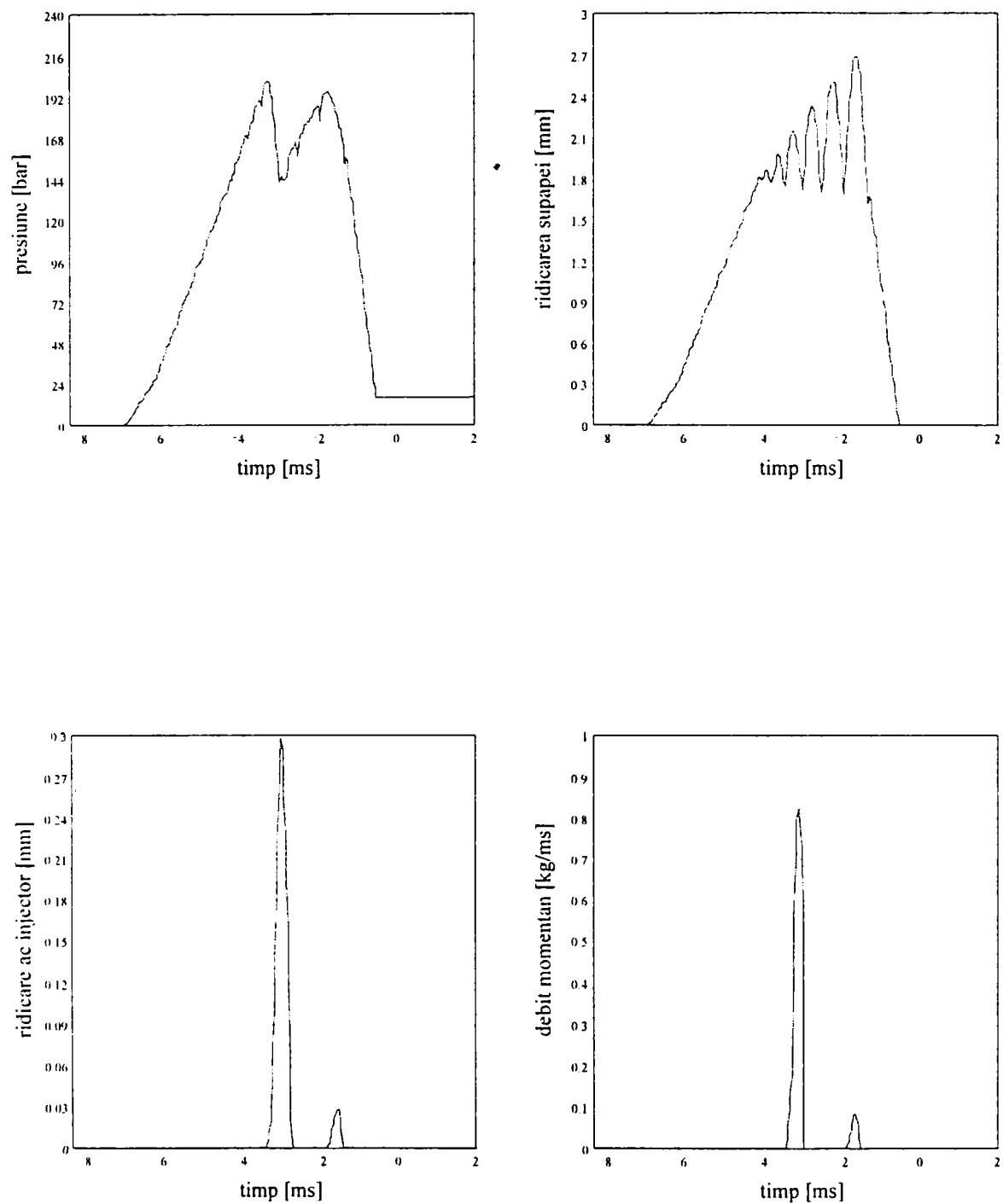


Fig. 5 Caz 3. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.150E-4 kg/ciclu

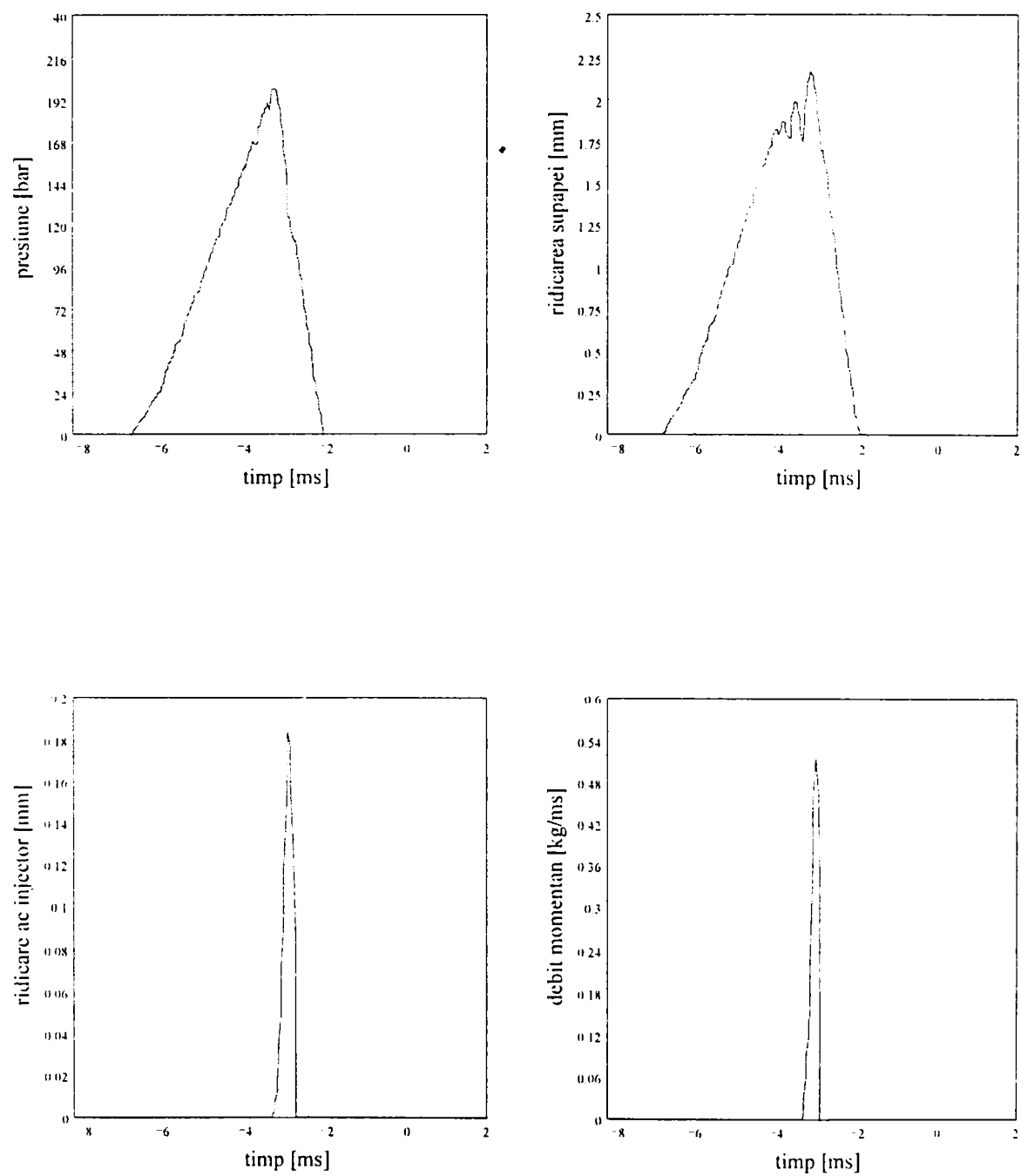


Fig. 6 Caz 4. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.897E-5 kg/ciclu

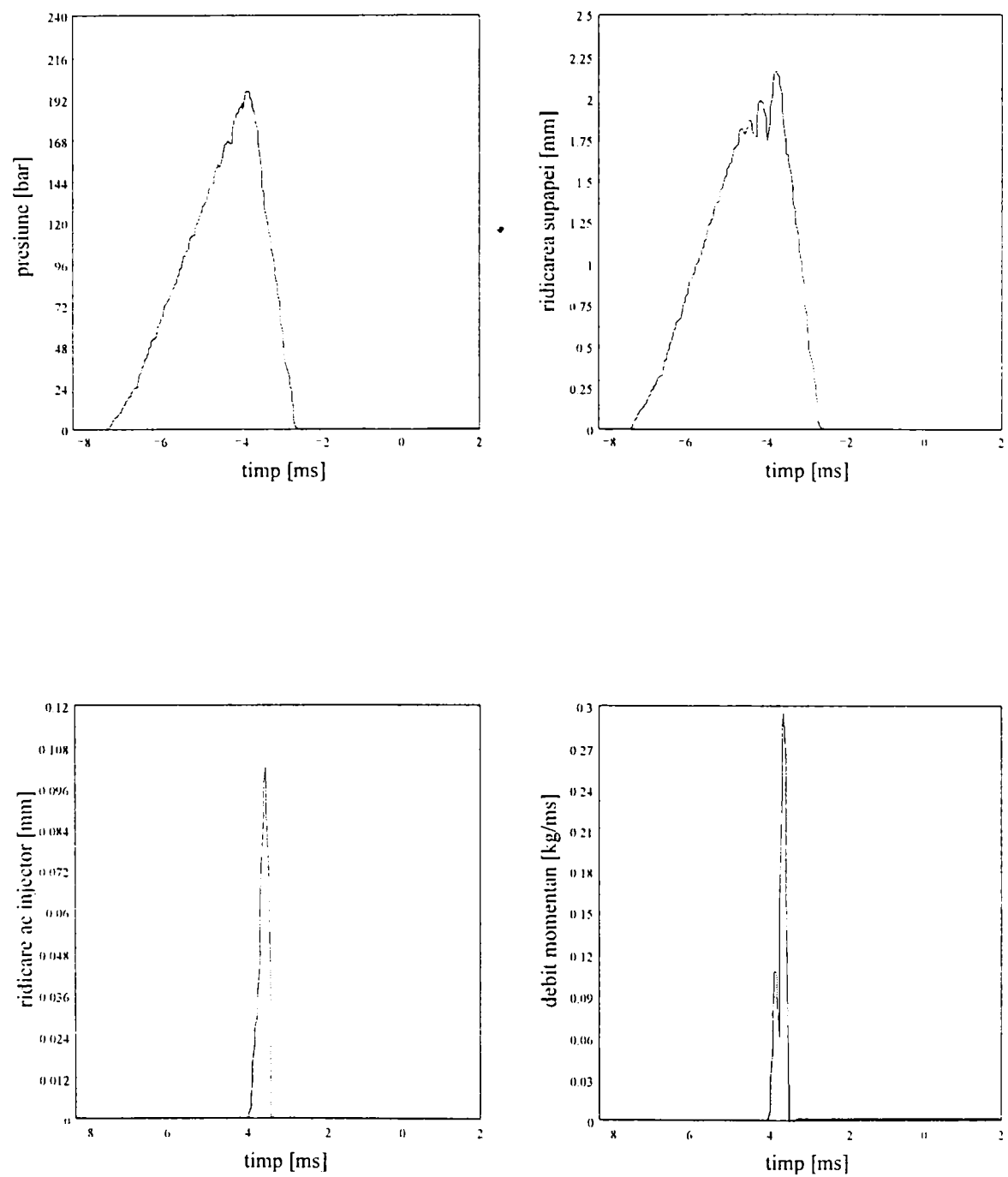


Fig. 7 Caz 5. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.539E-5 kg/ciclu

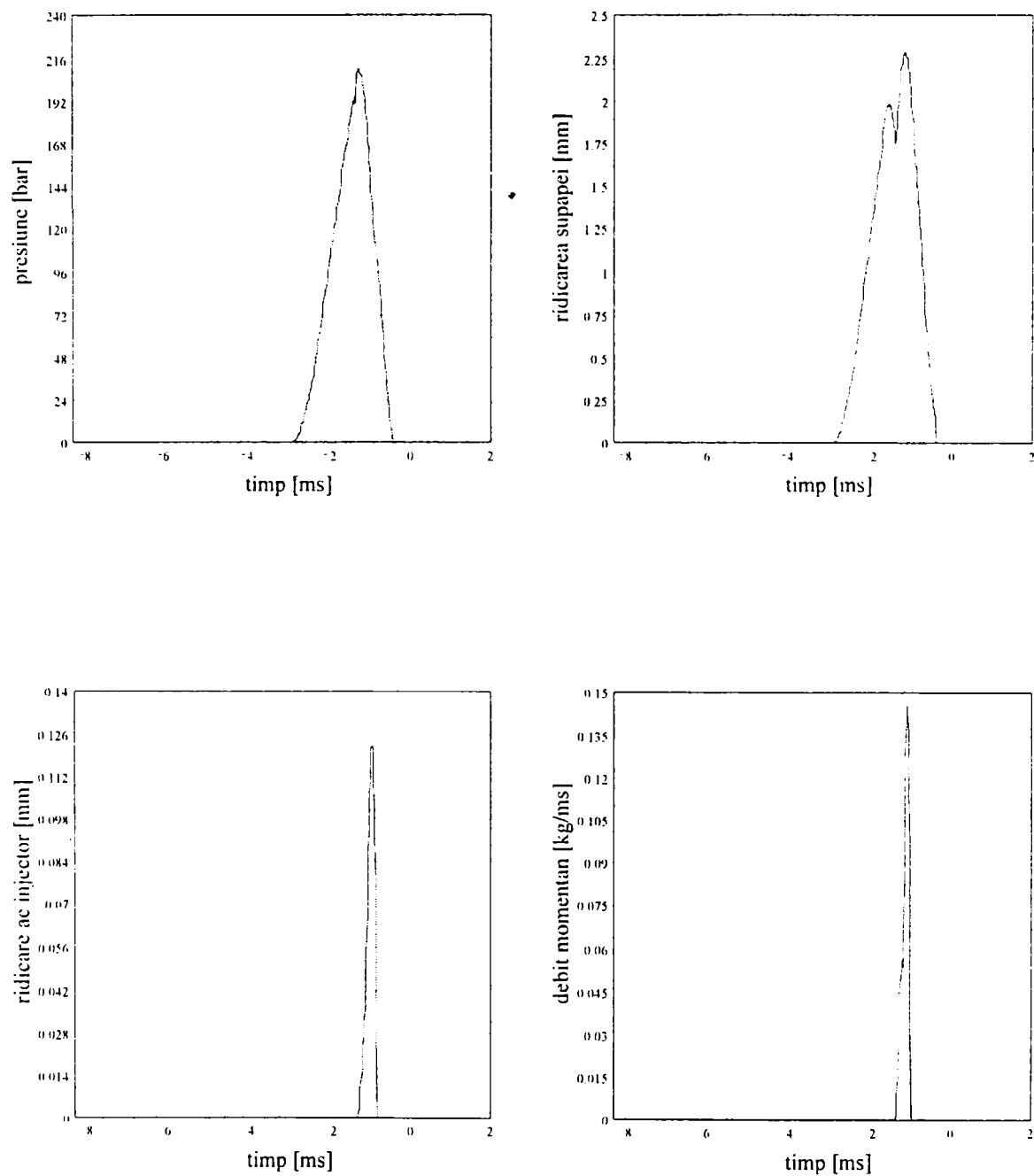


Fig. 8 Caz G1. Viteza unghiulară=4560 RAP/s, doza ciclică 0.554E-5

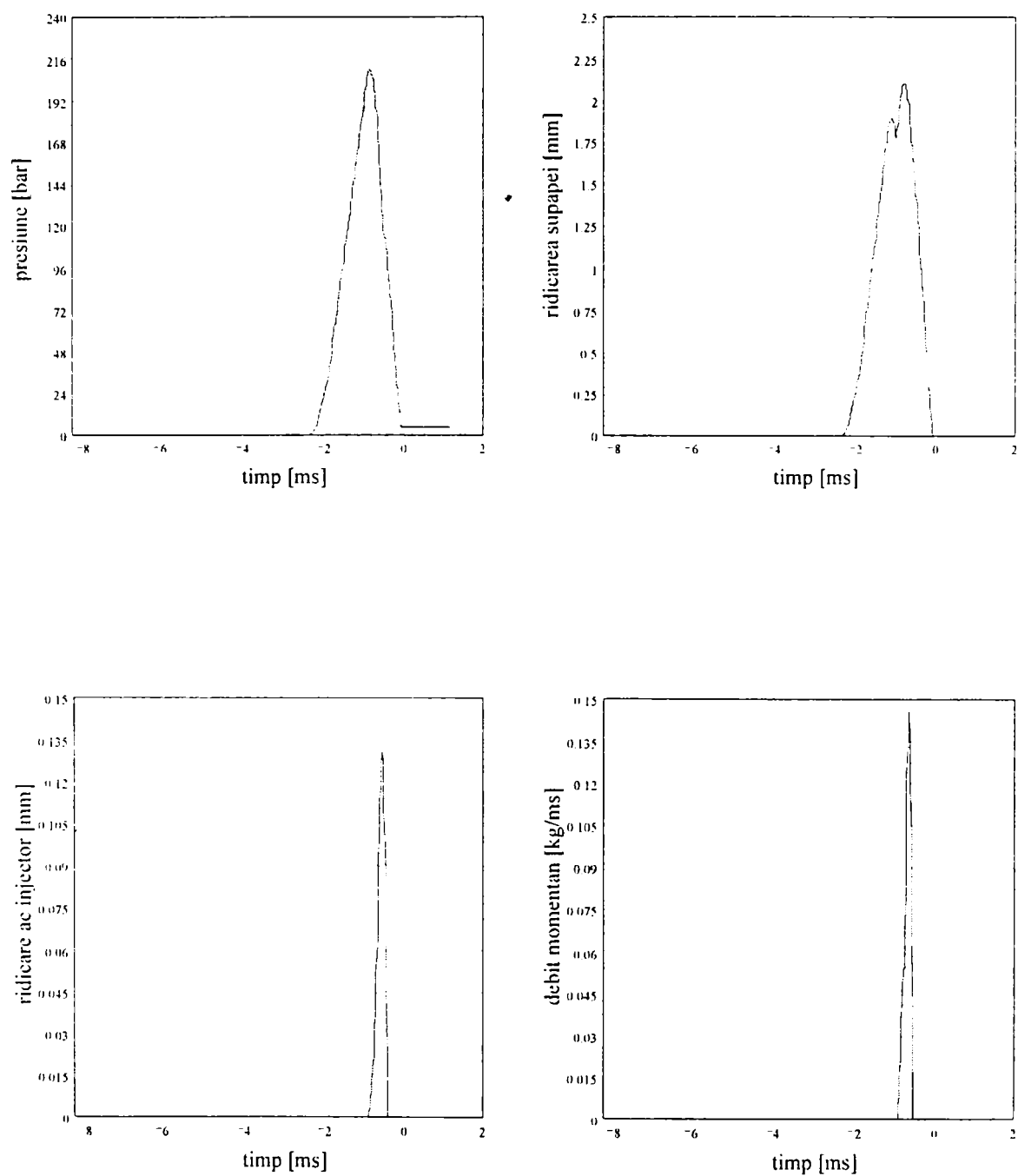


Fig. 9 Caz G2. Viteza unghiulară=5040 RAP/s, doza ciclică=0.581E-5

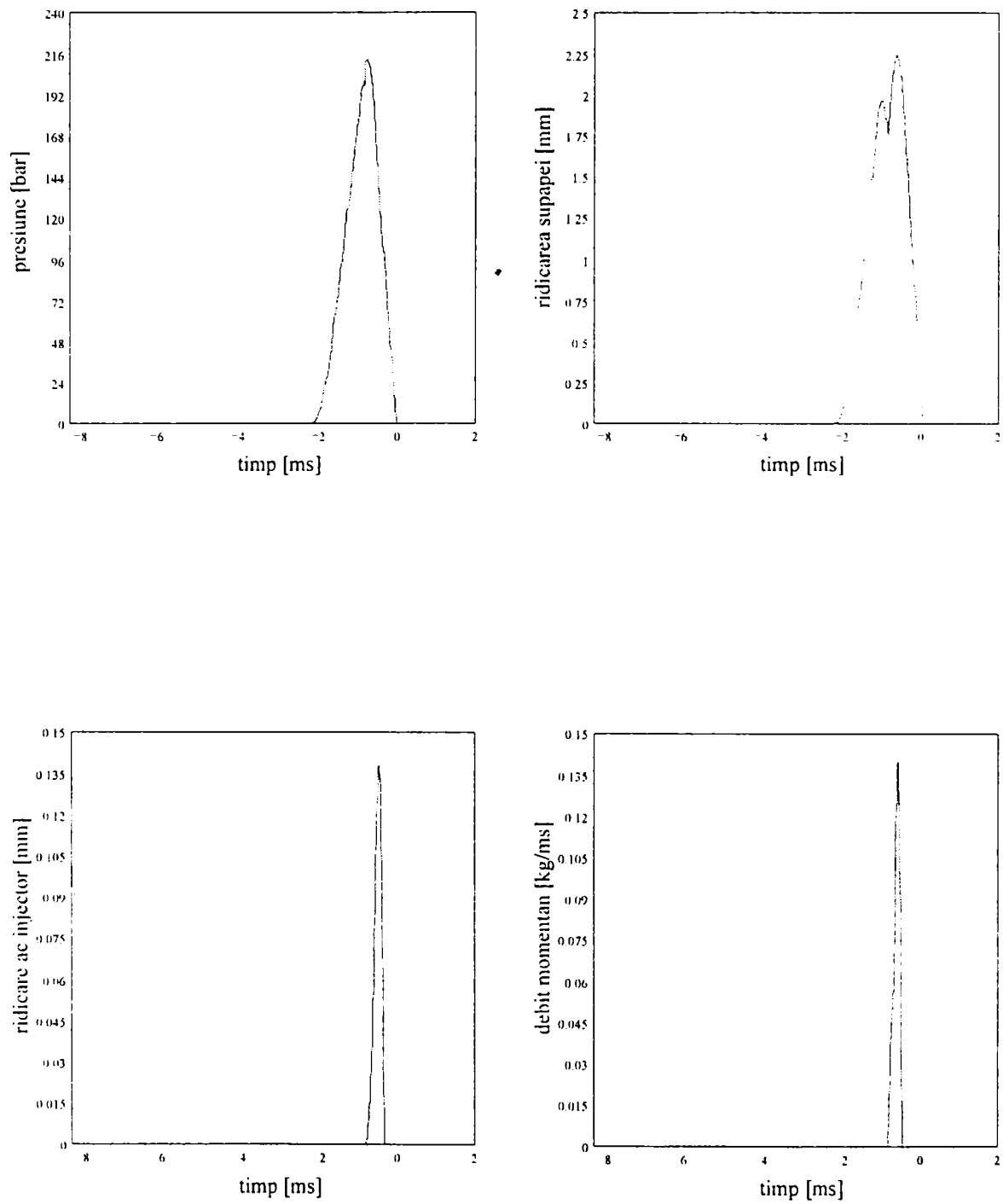


Fig. 10 Caz G3. Viteza unghiulară 5550 RAP/s, doza ciclică=0.604E-5

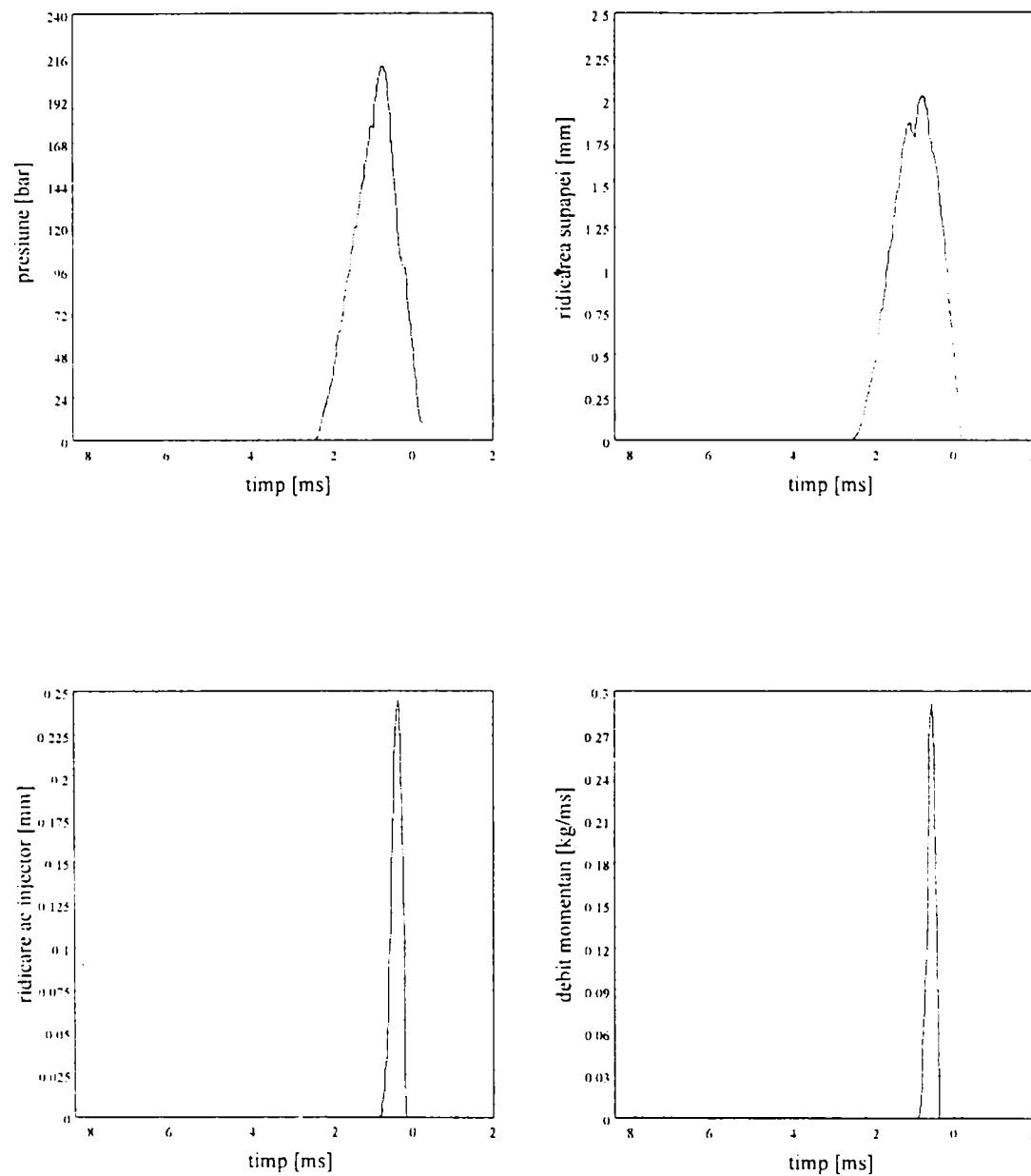


Fig.11 Caz P1. Viteza unghiulară=4320 RAP/s, doza ciclică=0.109E-5 kg/ciclu

Se constată (cum era de așteptat) că regimul de turație la care s-au făcut experimentele asupra sistemului de injecție este un regim la care sistemul pompă-injector

funcționează impropriu, acul injectorului închizându-se pe parcursul injecției și redeschizându-se în cazul curselor utile mai mari. Chiar pentru acest regim sever de funcționare putem afirma că rezultatele obținute prin calcul reproduc bine variațiile de presiune din conductă (variații identificate cu variațiile de presiune din camera supapei conform modelului propus).

În figurile 12-20 sunt reprezentate față de punctul mort interior, diagramele de variație a suprapresiunilor calculate respectiv măsurate. Trendul de variație al presiunii este reprodus suficient de fidel în toate cazurile rezultând forme ale curbelor suficient de apropiate de rezultatele experimentale. De asemenea și amplitudinea creșterilor de presiune este în concordanță cu experimentul ca și intervalul de timp în care acestea evoluează(dacă se ține seama și de frecvența de achiziție).

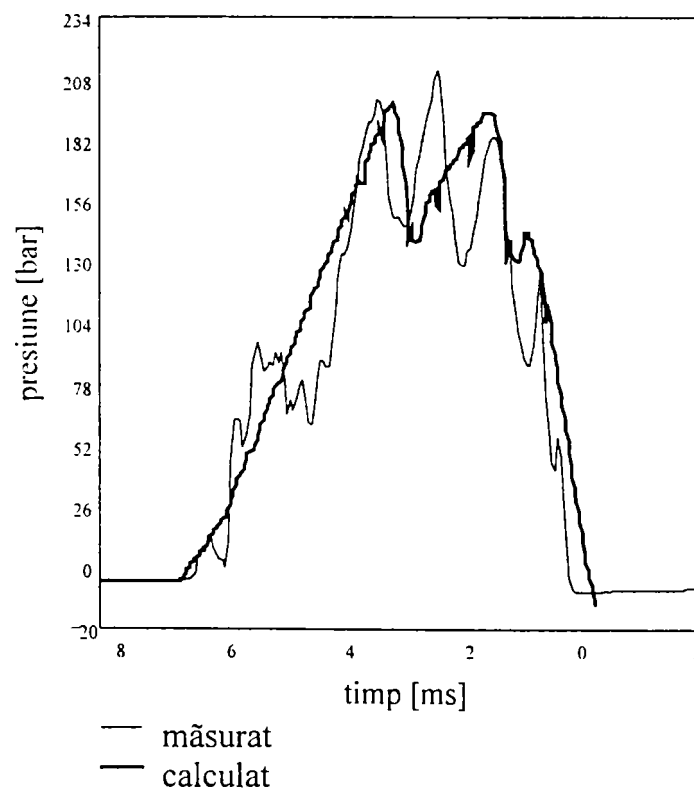


Fig. 12 Caz 1. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.282E-4 kg/ciclu

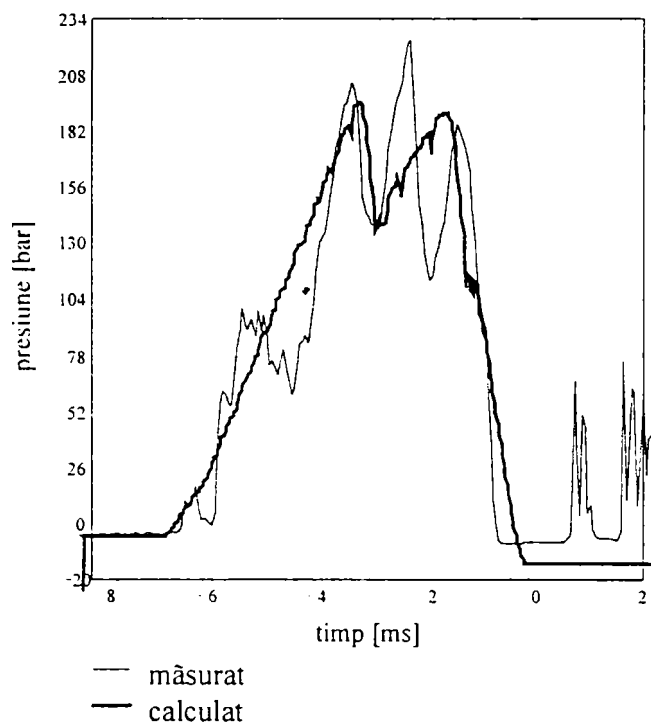


Fig. 13 Caz 2. Viteza unghiulară=1770RAP/s, doza ciclică=0.247E-4 kg/ciclu

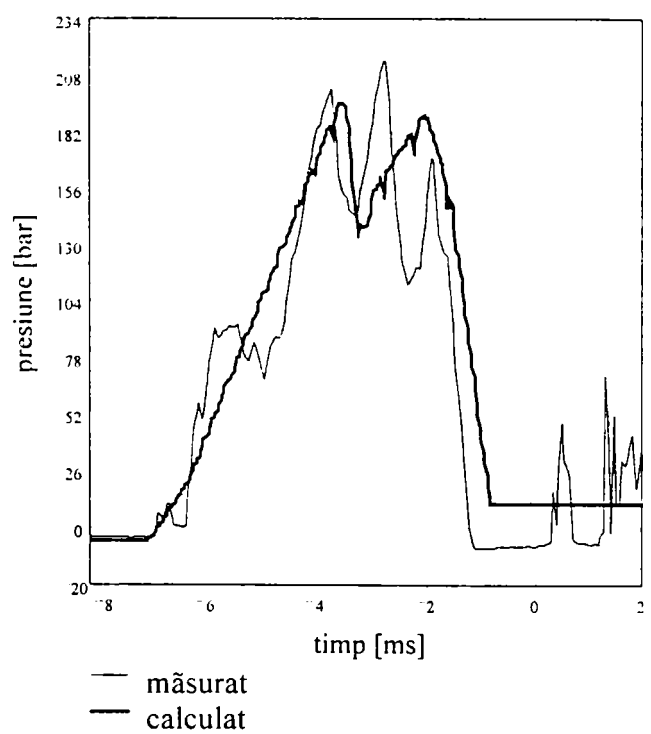


Fig. 14 Caz 3. Viteza unghiulară=1770RAP/s doza ciclică=0.150E-4 kg/ciclu

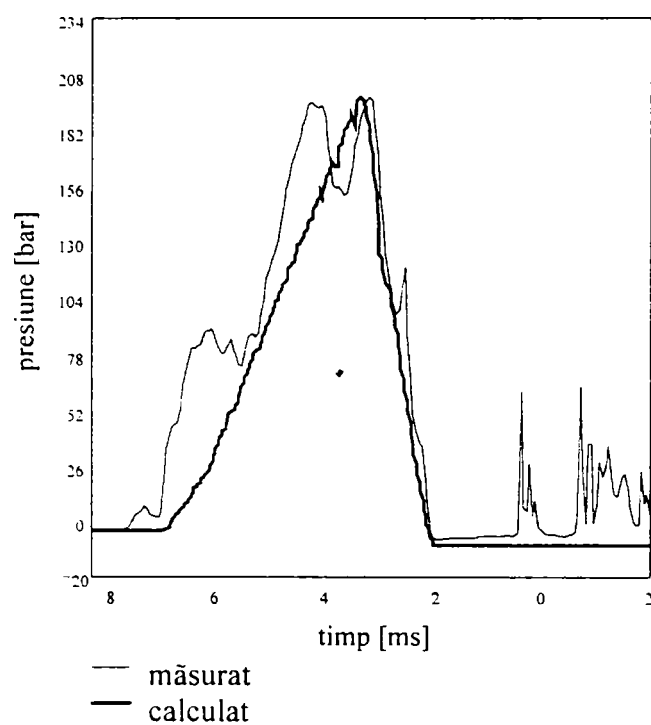


Fig. 15 Caz 4. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică=0.897E-5 kg/ciclu

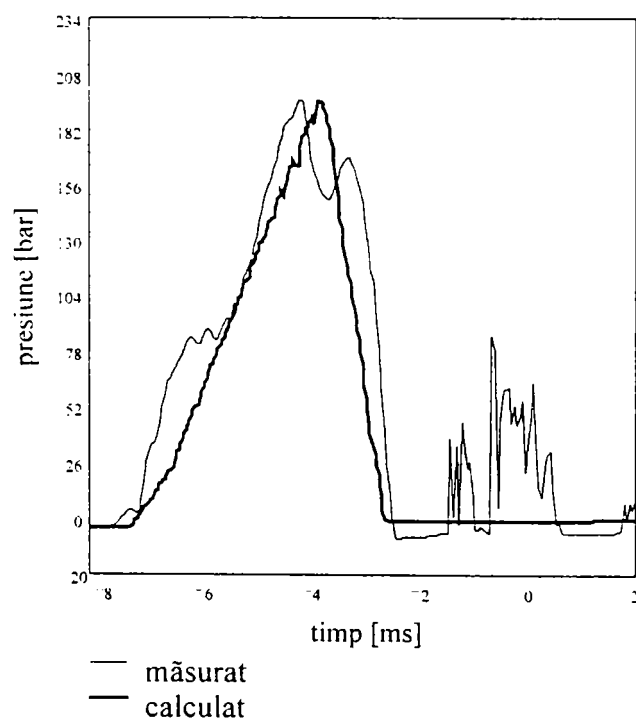


Fig. 16 Caz 5. Viteza unghiulară=1770 RAP/s, doza ciclică 0.539E-5 kg/ciclu

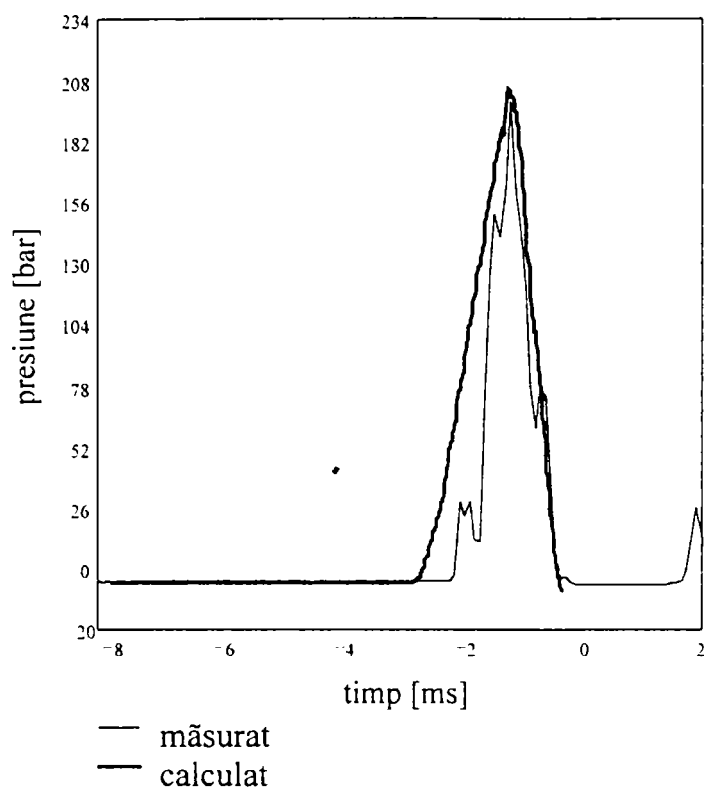


Fig. 17 Caz G1. Viteza unghiulară=4560 RAP/s, doza ciclică=0.554E-5 kg/ciclu

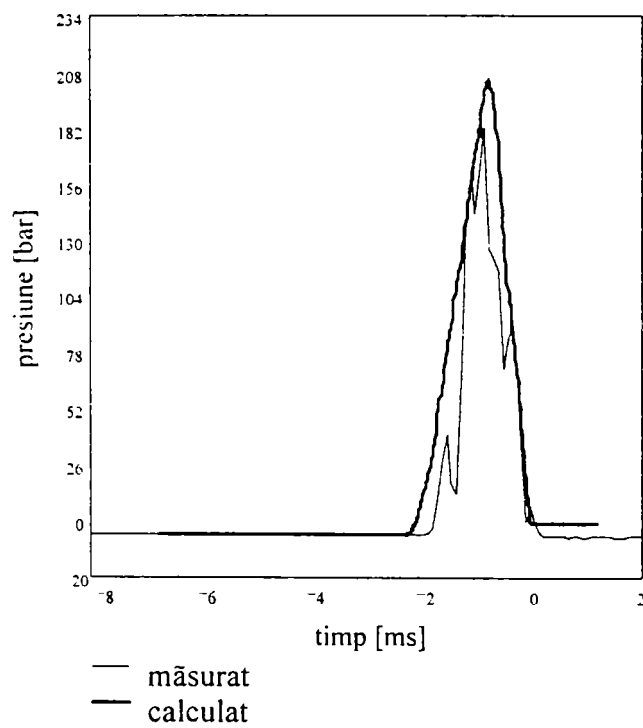


Fig. 18 Caz G2. Viteza unghiulară=5040 RAP/s, doza ciclică=0.581E-5 kg/ciclu

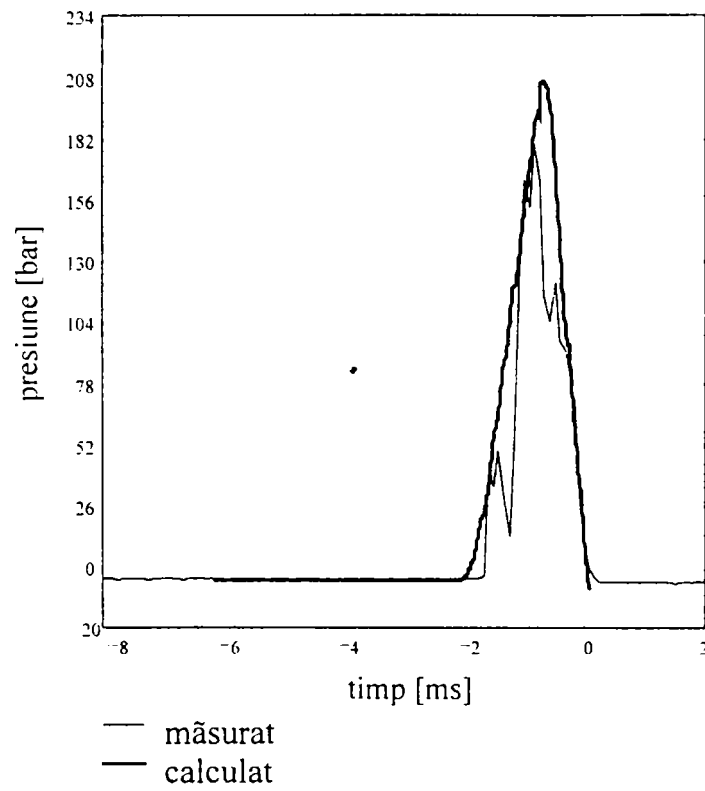


Fig. 19 Caz G3. Viteza unghiulară=5550 RAP/s, doza ciclică=0.604E-5 kg/ciclu

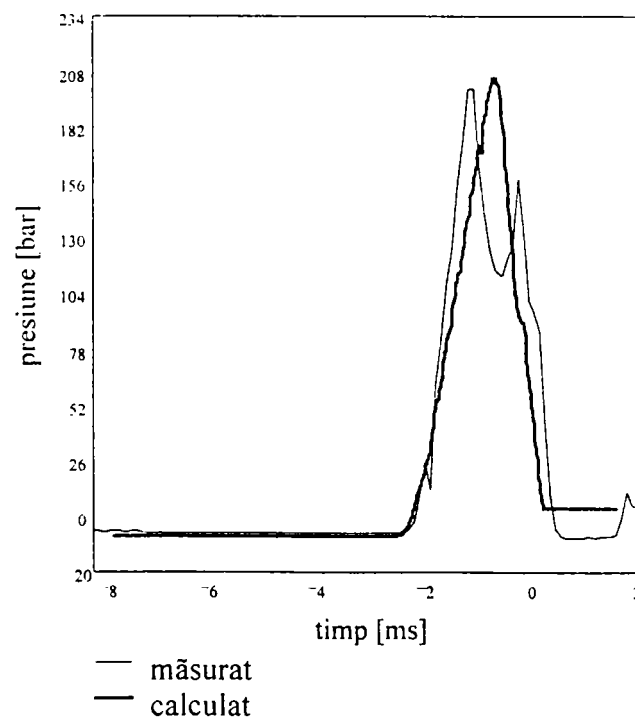


Fig. 20 Caz P1. Viteza unghiulară=4320 RAP/s, doza ciclică= 0.1E-4kg/ciclu

Din analiza rezultatelor calculelor se constată că deschiderea acului debutează în zona maximelor de presiune și se sfârșește într-o zonă cu minim local; acest fapt permite interpretarea diagramelor de presiune în vederea determinării momentului de început al injecției, a duratei injecției, respectiv a duratei întârzierii la autoaprindere pentru cazul înregistrărilor diagramelor indicate.

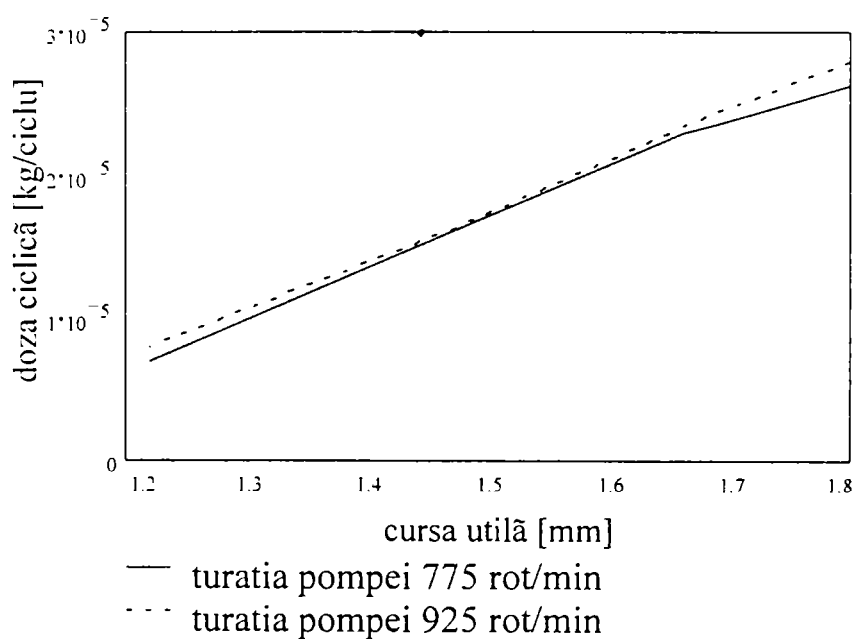


Fig. 21 Variația dozei ciclice

În figura 21 este prezentată variația dozei injectate pe ciclu funcție de cursa utilă pentru două turații ale pompei de injecție (775 rot/min, 925 rot/min). Se constată dependența aproximativ liniară a dozei injectate funcție de cursa utilă pentru fiecare turație, în concordanță cu comportarea tipică a acestui tip de sistem de injecție.

Cap. 10. Cercetări experimentale privind caracterizarea ciclului real de funcționare a motoarelor Diesel M511 și 12 R 251

În vederea verificării programului de simulare a ciclului real DIPROM s-a conceput și realizat un stand de încercări pentru motorul M511. Principalele mărimi avute în vedere spre a fi măsurate sunt: variațiile de presiune în cilindrul motorului și în conducta de înaltă presiune a sistemului de injecție, poziția pistonului față de punctul mort interior, consumul de combustibil respectiv puterea efectivă.

Cazul motorului M511

Schema standului de probă este prezentată în figura 1 (în figurile 2,3 și 4 sunt prezentate vederi ale bancului de probe).

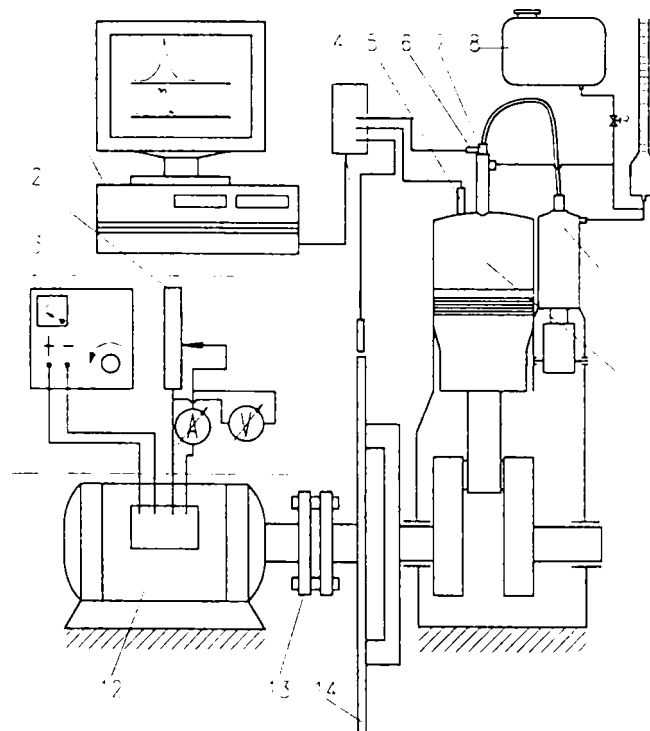


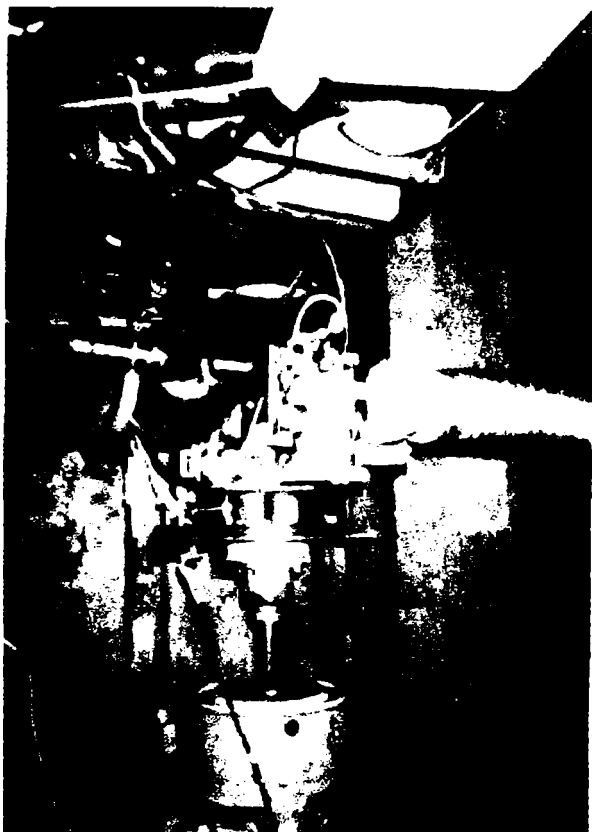
Fig. 1. Schema de principiu a standului de probă

După cum se observă din schemă, standul este prevăzut cu o frână electrică de curent continuu (12), fixată rigid pe soclul standului de probe.

În prezent, funcționarea frânei nu este complet operațională, aparatele de măsură și control al puterii disipate pe rezistența de sarcină (2) lipsind din dotarea standului, dar mașina electrică permițând frânarea motorului prin varierea rezistenței de sarcină (2), respectiv prin creșterea intensității curentului în înfășurarea de excitație - prin intermediul sursei de curent continuu (3). În aceste condiții puterea efectivă poate fi determinată doar prin calcul.

Sistemul de achiziții (1) este compus dintr-un calculator 386 cu coprocesor matematic, o placă de achiziții tip DASH 16, un convertor de semnal, un traductor de poziție fotoelectronic (4) și două traductoare de presiune - unul montat în chiulasa motorului de tip Kistler(5) respectiv unul de tip Elkon montat pe conducta de înaltă presiune (6) la intrarea în injectorul (7), înregistrarea și prelucrarea semnalelor făcându-se cu ajutorul pachetului de programe ASYSTANT+ aferent plăcii de achiziție. El permite înregistrarea pe maximum opt canale, frecvența maximă de înregistrare pe un singur canal fiind de 40.000 Hz.

Consumul de combustibil este măsurat cu ajutorul vasului gradat (9), alimentat intermitent din rezervorul (8), și prin măsurarea timpului în care s-a consumat o anumită cantitate de combustibil cu ajutorul unui cronometru. Pe figură mai sunt indicate pompa (10), motorul (11), discul cu fante (14) respectiv cuplajul motor-frână (13).



a. Vedere de sus



b. Vedere din lateral-spate-dreapta



c. Vedere din lateral-față-dreapta

Etalonarea traductoarelor de presiune s-a făcut cu ajutorul unui indicator de presiune mecanic cu bară încastrată, montat pe unul din cele două orificii practicate în chiușul motorului. Motorul M511, având rol de generator de semnal de presiune, a fost antrenat cu ajutorul mașinii electrice la o turație de aproximativ 370 rot/min. Cum frecvența proprie a indicatorului mecanic este de peste 1.000 Hz, iar frecvența semnalelor de presiune (a primei armonici) rezultă ca fiind de $f = 6.17$ Hz, deducem că acesta sesizează trecerea armonicii cu numărul 160 din dezvoltarea în serie Fourier a semnalului de presiune. Pe de altă parte, numărul de armonici necesare descrierii cu precizie relativă de sub un procent a variațiilor de presiune pentru un motor antrenat este practic sub 40 de termeni, întrucât variațiile de presiune (pentru perioada cât cilindrul este închis - perioadă simetrică față de p.m.i în cazul motorului M511) pot fi considerate ca fiind similare cu cele ale unui curent alternativ redresat. Concluzionăm că, datorită formei semnalului și inexistenței altor variații de presiune decât a celor datorate variației volumului, precizia de etalonare este satisfăcătoare. În figura 3 se prezintă curba de etalonare, la care s-a ținut cont de faptul că traductorul mecanic a arătat o presiune de 22,6 bar (adică 425 unități pe ordonată reprezintă 22,6 bar).

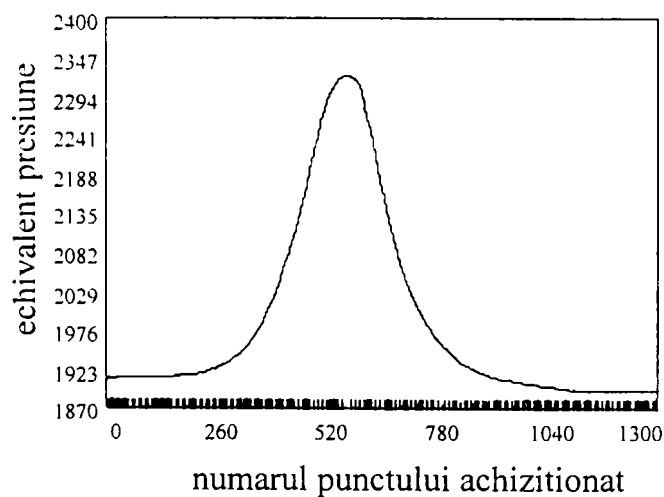


Fig. 3 Curba de etalonare traductor Kistler

Poziționarea traductorului de poziție a fost realizată cu ajutorul unui comparator introdus printr-un orificiu în camera de ardere și astfel sprijinit pe capul pistonului conform figurii .

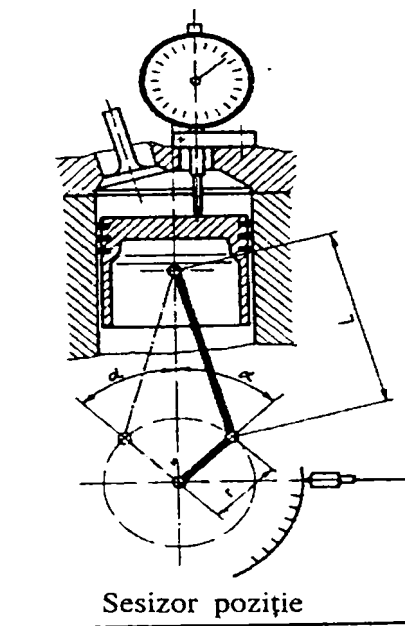


Fig. 4 Poziționarea sesizorului de poziție

Întrucât pentru caracterizarea sistemului de distribuție s-a obținut de la fabricant doar epura de distribuție, pentru a putea utiliza atât programul de calcul pentru simularea injectiei INPOSER, cât și programele de simulare a ciclului real - DIPROW, respectiv DIPROM - a fost necesară determinarea ridicărilor supapelor și a pistonului injectorului funcție de unghiul de rotație al arborelui cotit. Acest lucru s-a realizat cu ajutorul unui comparator și a discului gradat. Rezultatele măsurătorilor sunt prezentate în figura 5.

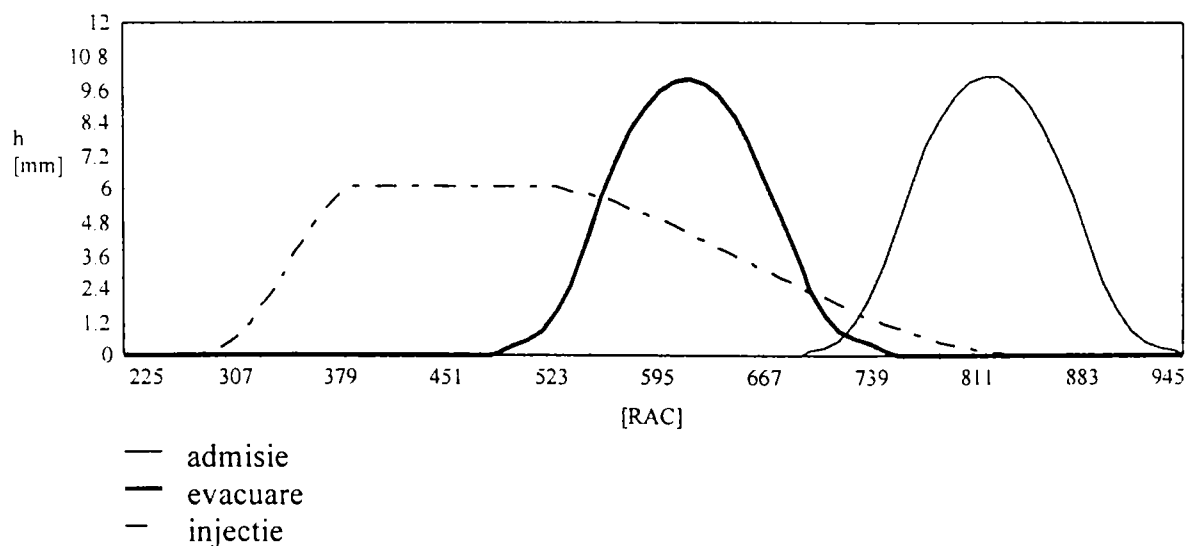


Fig. 5 Legile de ridicare ale supapelor și a pistonului pompei de injectie

S-au făcut înregistrări pentru diverse turații ale motorului, pentru trei avansuri la injecție (în special la regimul de mers în gol), întrucât s-a urmărit doar caracterizarea evoluției presiunii din cilindru respectiv verificarea ipotezei asupra metodei de evaluare a timpului de întârziere la autoaprindere.

Modificarea avansului la injecție s-a realizat ridicând poziția pompei de injecție, prin introducerea unor distanțiere între suprafețele de sprijin dintre corpul pompei și motor.

În figurile 6-16 se prezintă variațiile presiunilor din cilindru simultan cu cele ale presiunilor din conducta de înaltă presiune a sistemului de injecție, pentru nouă cazuri la mers în gol și două pentru regimuri de sarcini parțiale.

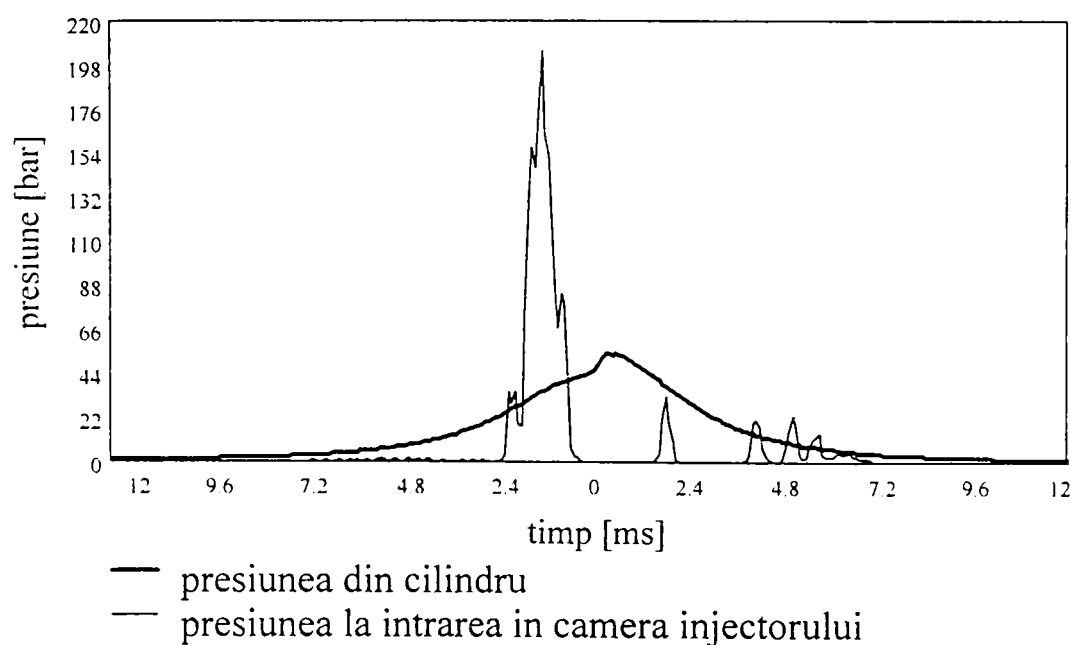


Fig. 6 Caz G1. $n=1520$ rot/min, doza ciclică= $0.571E-5$ kg/ciclu

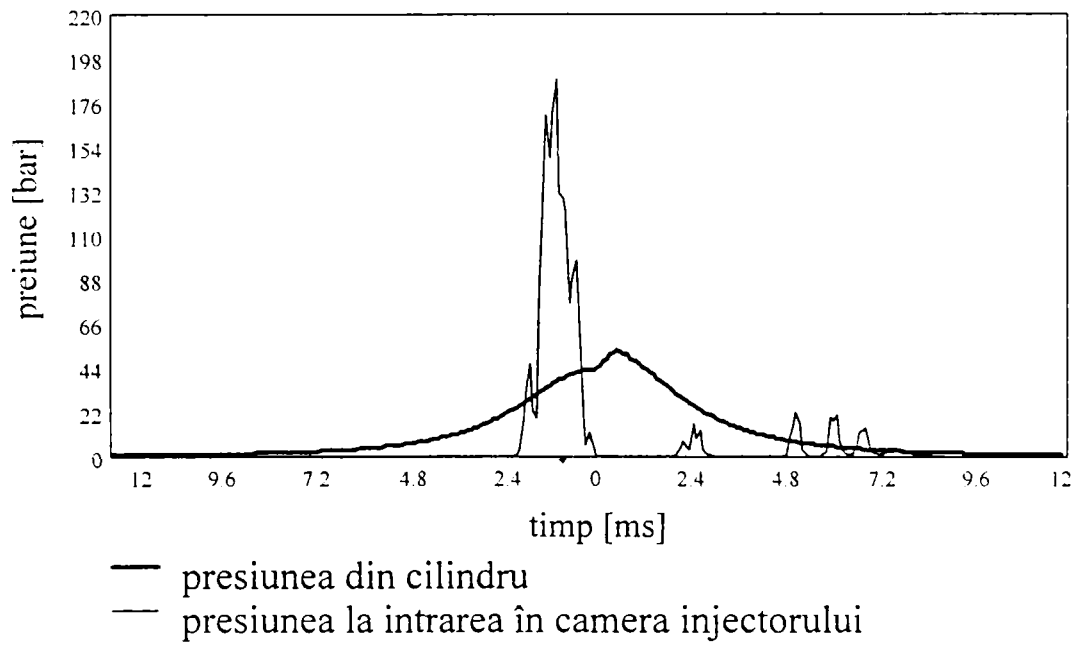


Fig. 7 Caz G2. $n=1680$ rot/min, doza ciclică= $0.58E-5$ kg/ciclu

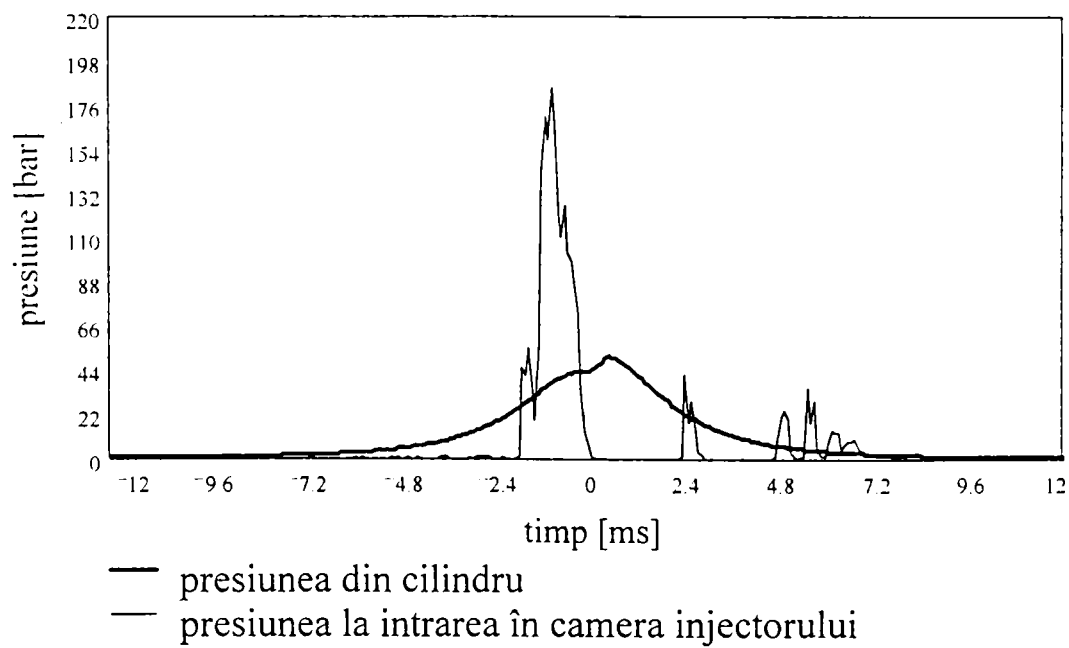


Fig. 8 Caz G3. $n=1820$ rot/min, doza ciclică= $0.65E-5$ kg/ciclu

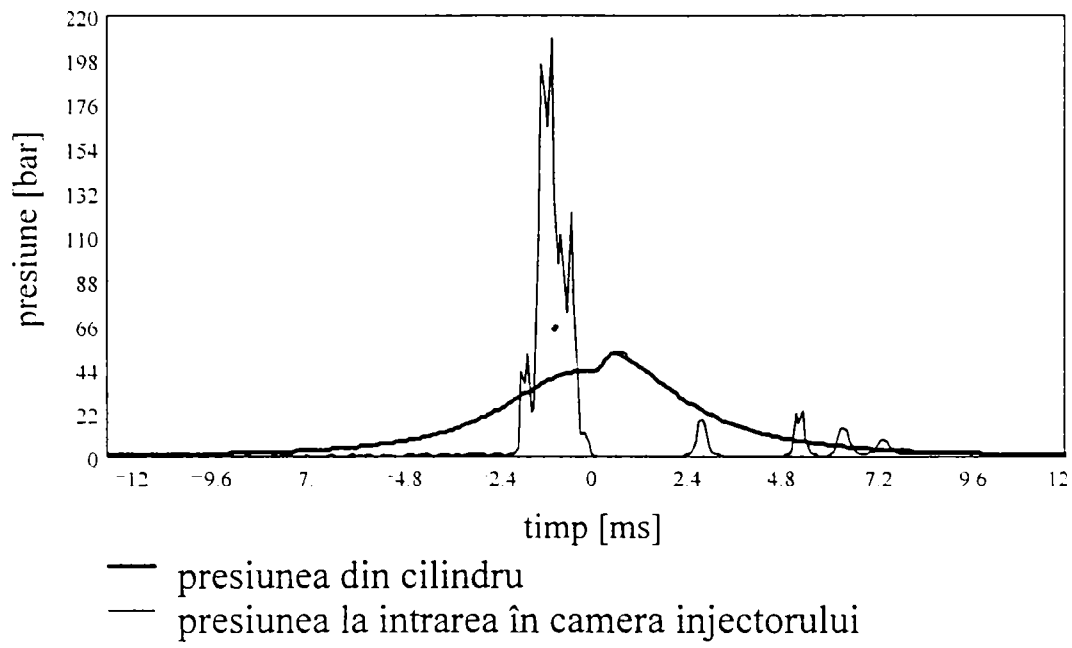


Fig. 9 Caz GA1. $n=1560$ rot/min, doza ciclică= $0.621E-5$ kg/ciclu

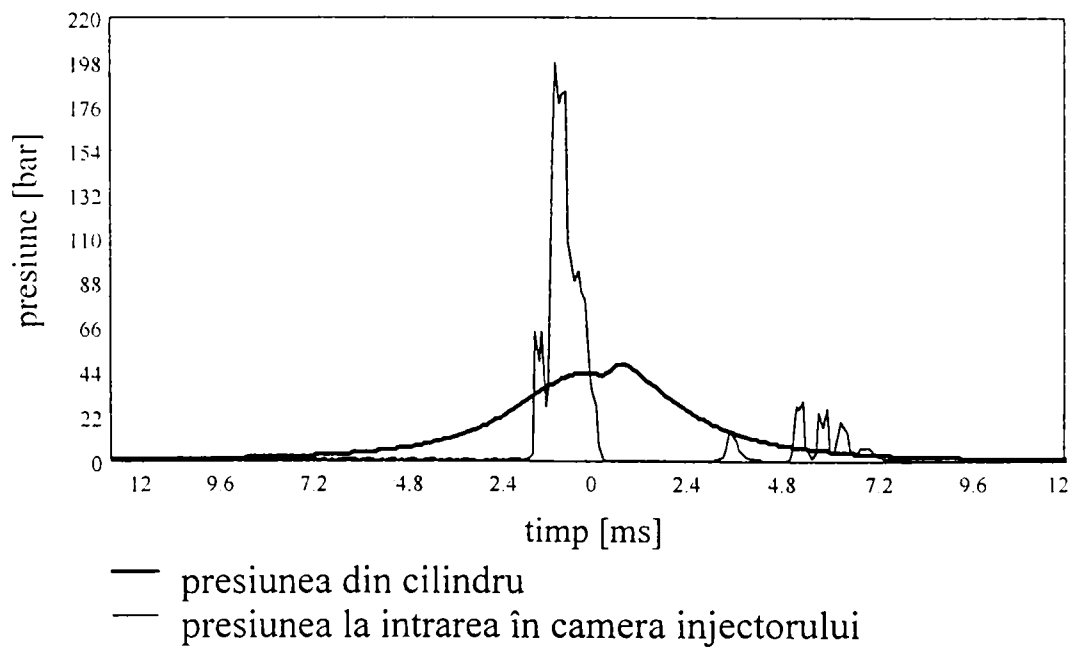


Fig. 10 Caz GA2. $n=1680$ rot/min, doza ciclică= $0.593E-5$

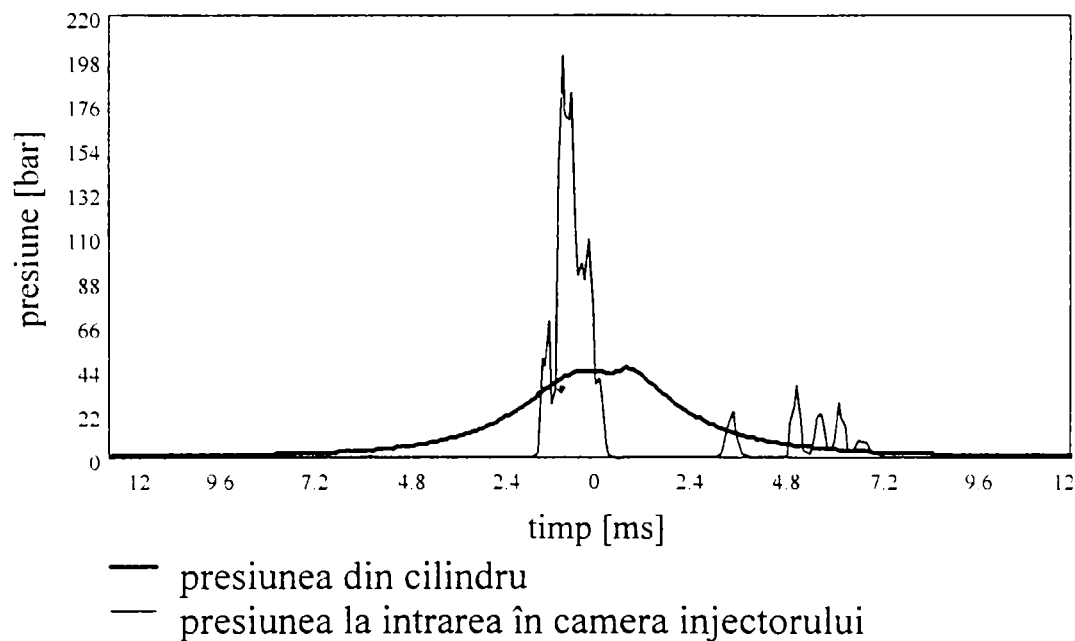


Fig. 11 Caz GA3. $n=1860$ rot/min, doza ciclică= $0.609E-5$ kg/ciclu

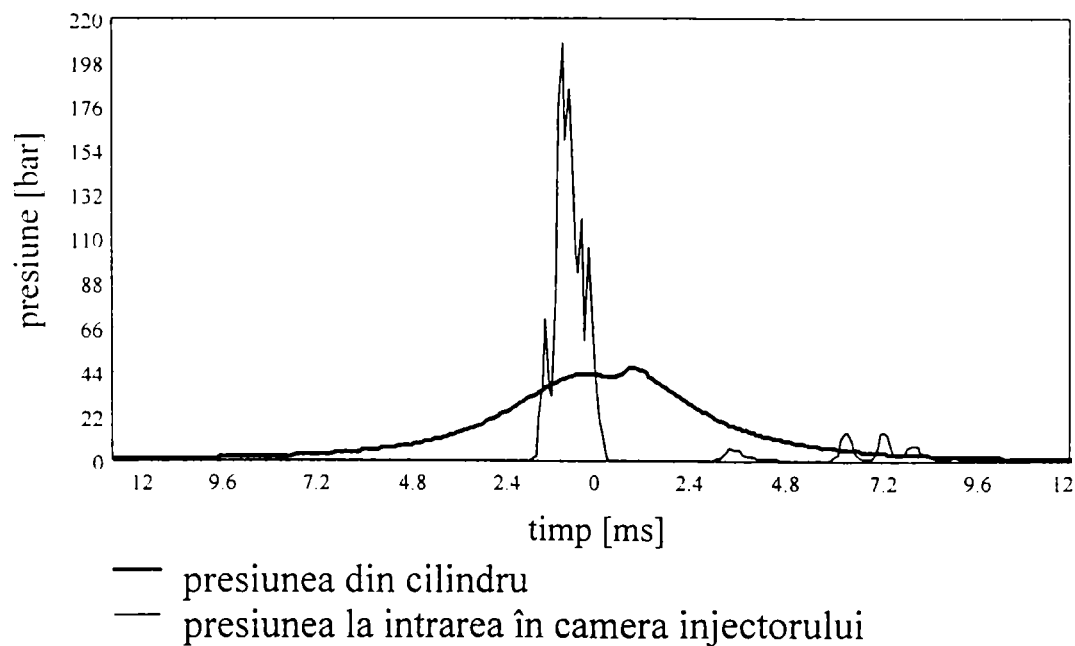


Fig. 12 Caz GB1. $n=1540$ rot/min, doza ciclică= $0.622E-5$ kg/ciclu

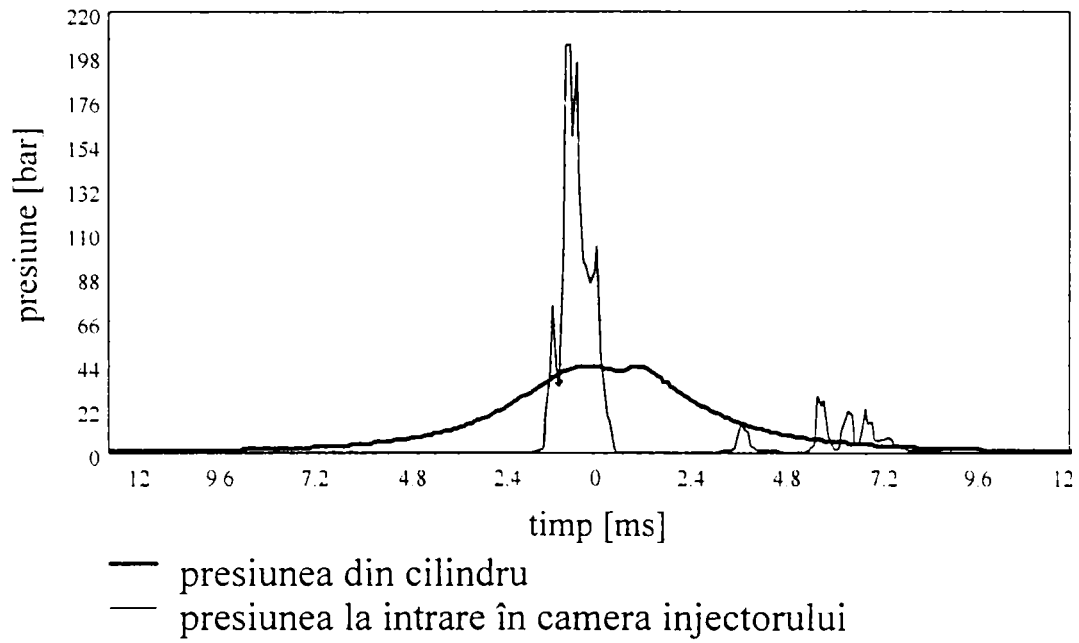


Fig. 13 Caz GB2. $n=1640$, doza ciclică= $0.62E-5$ kg/ciclu

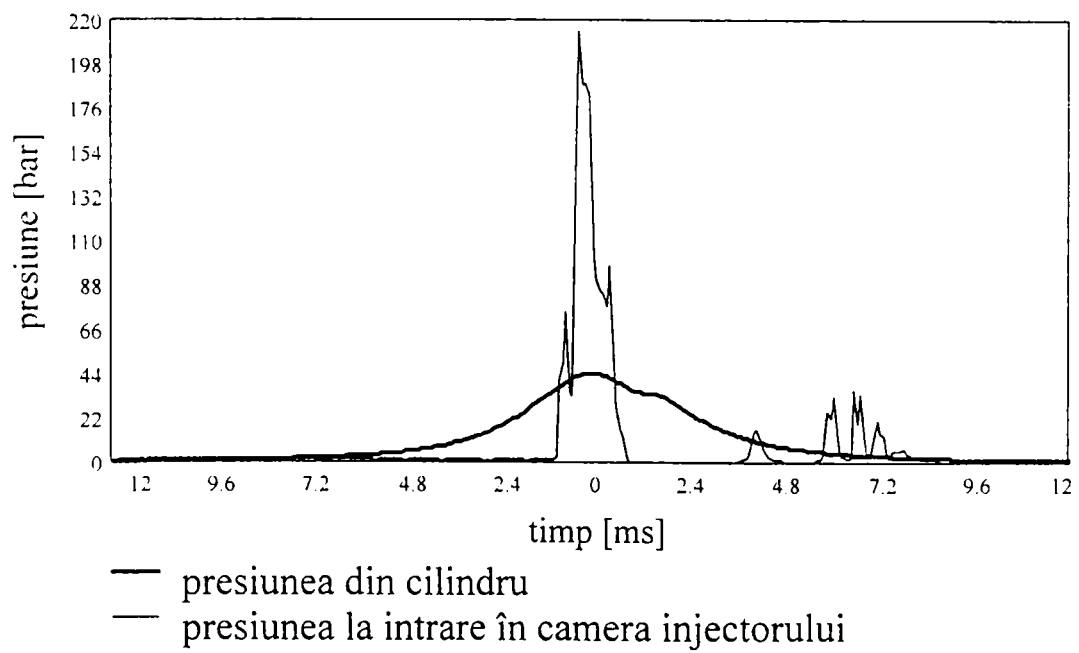


Fig. 14 Caz GB3. $n=1840$ rot/min, doza ciclică= $0.79E-5$ kg/ciclu

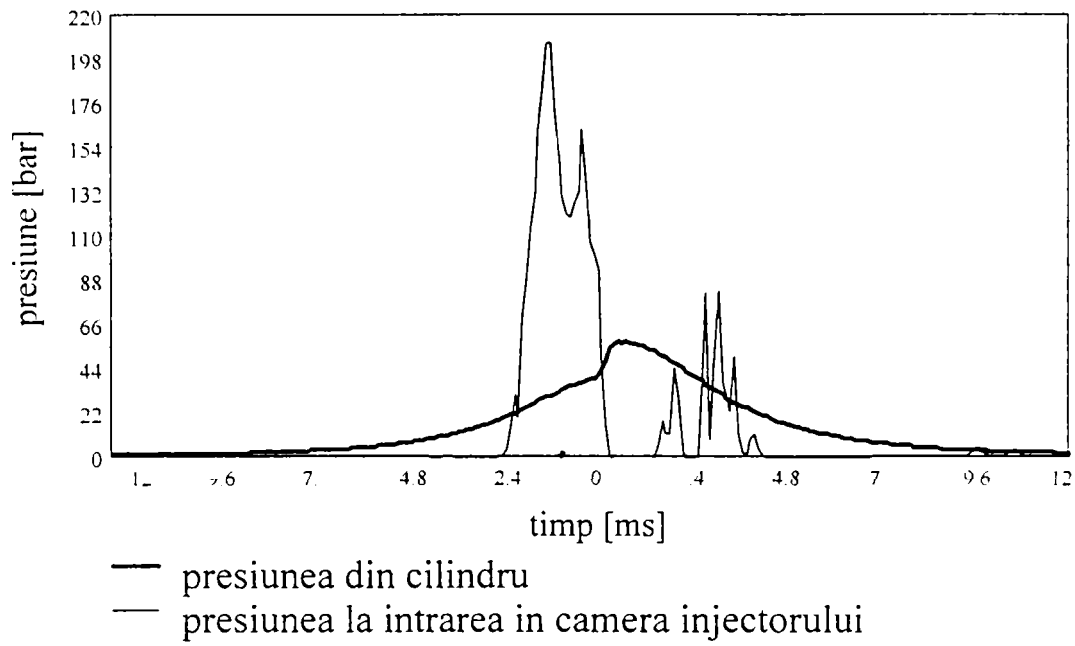


Fig.15 Caz P1. $n=1440$ rot/min, doza ciclică= $0.114E-4$ kg/ciclu

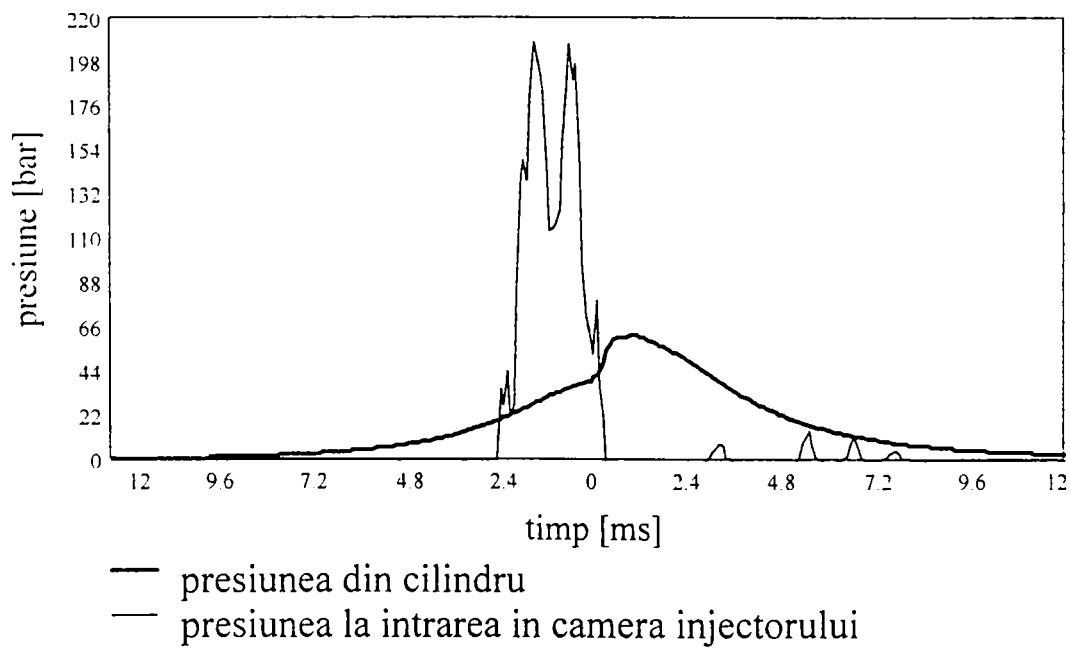


Fig. 16 Caz P2. $n=1363$ rot/min, doza ciclică= $0.2E-4$ kg/ciclu

Pentru determinarea perioadei de întârziere la autoaprindere s-a determinat momentul de început al injecției pe baza observațiilor din capitolul 9 respectiv conform definiției momentului convențional de început al arderii, prin determinarea punctului unghiular de pe diagrama indicată (asimilat cu punctul de desprindere al diagramei ciclului cu ardere de cel fără ardere). Poziționarea față de punctul mort interior a acestor momente s-a făcut ținându-se cont de defazajul existent între canalele de măsură, defazaj rezultat din modul de înregistrare. Frecvența de înregistrare pe fiecare canal a fost de 12000 Hz. acest fapt a limitat superior domeniul accesibil măsurărilor relativ la turația motorului. Rezultatele acestor prelucrări sunt centralizate în tabelul 1.

Tabelul 1

Momente de deschidere ac și de început ardere față de PMI	Turația motorului (Rot/min)	Unghi de deschidere ac injector (RAC)	Unghi de început al arderii (RAC)	Durata de întârziere la autoaprindere (RAC)
Cazul G1	1520	-11.9	+1,2	13.1
Cazul G2	1680	-11.7	+2.8	14.5
Cazul G3	1850	-11.3	+4.6	15.9
Cazul Ga1	1560	-8.4	+3.2	11.6
Cazul Ga2	1680	-7.6	+5.	12.6
Cazul Ga3	1860	-7.4	+6.5	13.9
Cazul Gb1	1540	-5.4	+6.2	11.6
Cazul Gb2	1640	-5	+7.4	12.4
Cazul Gb3	1840	-4.7	+9.1	13.8

Pentru a poziționa diagramele indicate față de zero s-a utilizat metoda termodinamică (în cazul sistemelor de măsură cu traductor piezoelectric, curba de semnal se deplasează față de poziția corespunzătoare liniei de zero astfel că în primă instanță se obțin informații doar asupra variațiilor de presiune față de această poziție, fiind necesară re poziționarea diagramei pentru a cunoaște presiunile absolute).

Cazul motorului 12-R-251

Pentru caracterizarea presiunilor din cilindru motorului ALCO 12-R-251 s-a beneficiat de rezultatele obținute pe standul de probe al U.C.M.Reșița. Experimentele au fost făcute urmărindu-se respectarea condițiilor privind variațiile parametrilor de control al corectei funcționări și a restricțiilor impuse prin caietul de sarcini, privind testarea motorului pe stand. S-au reținut pentru prezentare diagramele indicate obținute, pentru regimurile de la probele de performanță caracterizate de (900 rot/min, 2465 CP) respectiv (700 rot/min, 1150 CP) acestea au fost măsurate cu un traductor de presiune piezoelectric cu eroare de măsură de până la un procent racordat la un osciloscop cu memorie. Diagramele amintite sunt prezentate în figurile 2 respectiv 3. Am considerat că sunt suficiente aceste două regimuri pentru acordarea programelor de simulare concepute, unul fiind folosit pentru acordarea programelor, celălalt pentru verificare. Pentru interpretarea graficelor înregistrate pe osciloscop s-a ținut cont de faptul că o diviziune pe abscisă este 90 grade RAC, respectiv o diviziune pe ordonată este de 17,4 bar.

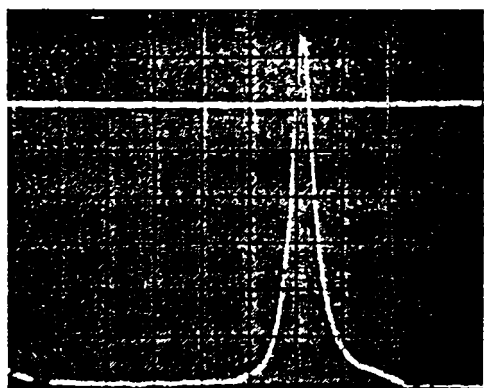


Fig. 17. Diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 900 rot/min.și presiune medie efectivă 16,79 bari

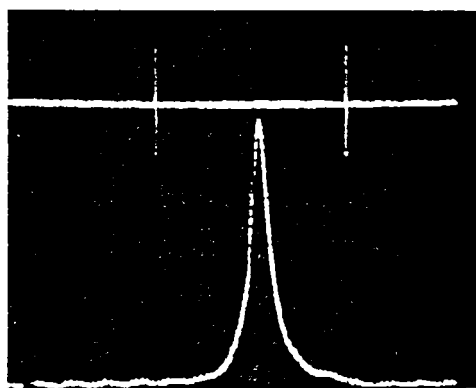


Fig. 18. Diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 700 rot/min.și presiune medie efectivă 10,58 bari

Cap. 11. Experimente numerice privind simularea ciclului real și compararea rezultatelor cu cele măsurate

Simularea numerică a funcționării motorului M511 s-a realizat pentru fiecare caz prezentat în capitolul ce cuprinde cercetările experimentale. Legătura între calcul și experiment s-a făcut determinându-se deplasarea utilă a pistonului pompei de injecție, ce determină doza ciclică injectată rezultată prin prelucrarea datelor experimentale la turația respectivă.

Principalele date ce definesc geometric motorul Diesel în patru timpi M511 sunt:

- Alezajul 0.085 m
- Cursa pistonului 0.09 m
- Raportul de comprimare 17.5
- Lungimea bielei 0.145 m
- Legile de ridicare a supapelor - conform figurii 5, capitolul 10.

Restul datelor de intrare necesare au fost estimate sau determinate prin calcul.

Experimentele numerice au fost realizate alegându-se unul din regimurile de funcționare caracterizate experimental, ca regim de acordare a programului. Pentru acordarea programului la regimul de referință ales, s-au realizat rulări succesive modificându-se doar mărimile estimate, în sensul apropierii rezultatelor calculelor de cele experimentale. Cu programul astfel calibrat s-au simulat celelalte regimuri. Rezultatele calculelor sunt cuprinse în cinci fișiere: primul cuprinde prezentarea datelor de intrare prelucrate; al doilea cuprinde rezultatele privind evoluția parametrilor ce determină funcționarea sistemului de injecție; al treilea variațiile parametrilor gazului din cilindru (atât în timp absolut cât și în grade RAC); al patrulea variațiile parametrilor gazelor din rezervoarele de admisiune și evacuare, iar al cincilea cuprinde datele ce definesc tranșele de combustibil injectat.

Menționăm că pentru a putea obține reprezentarea în timp a mărimilor calculate a fost necesară determinarea momentului de inerție al sistemului motor consumator. Această determinare s-a făcut odată cu acordarea programului de calcul, din condiția de stabilitate a vitezei unghiulare a arborelui motorului (viteza unghiulară de la începutul ciclului trebuie să fie aproximativ egală cu viteza unghiulară de la sfârșitul ciclului), în condițiile consumării cantității de combustibil impuse cu luarea în considerare a pierderilor mecanice prin intermediul formulei empirice (23 Cap. 7). La finalul procesului de acordare se obține un set de valori pentru parametri estimați, care s-au păstrat pentru toate cazurile avute în vedere. Prezintăm în continuare evoluțiile principalilor parametri ce definesc ciclul real al motorului, presiunea, temperatura, masa, respectiv variația masei din cilindru, pentru cazul de mers în gol $n=1520$ rot/min și doza ciclică fiind de $0.571E-5$ kg/ciclu – cazul G1 (pentru restul cazurilor studiate graficele sunt similare)

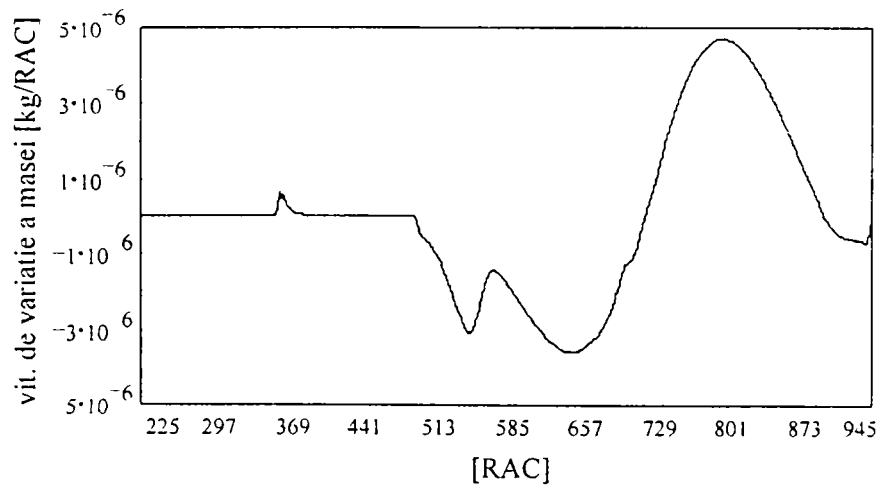


Fig. 1 Viteza de variație a masei din cilindru

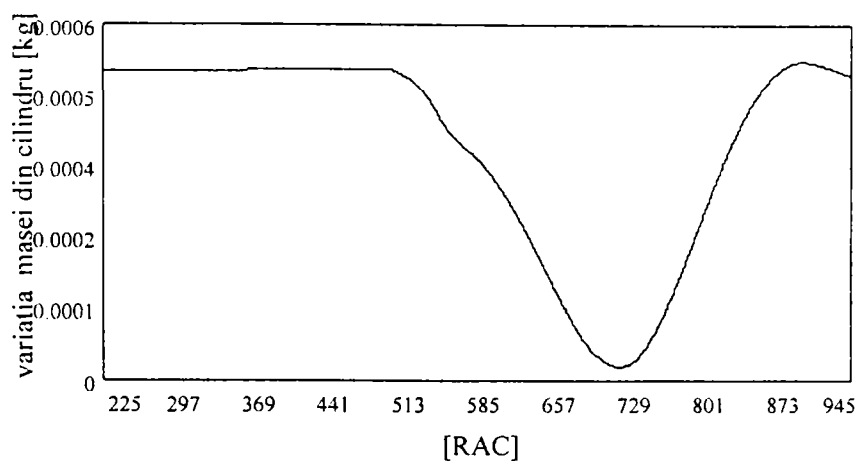


Fig. 2 Variația masei din cilindru

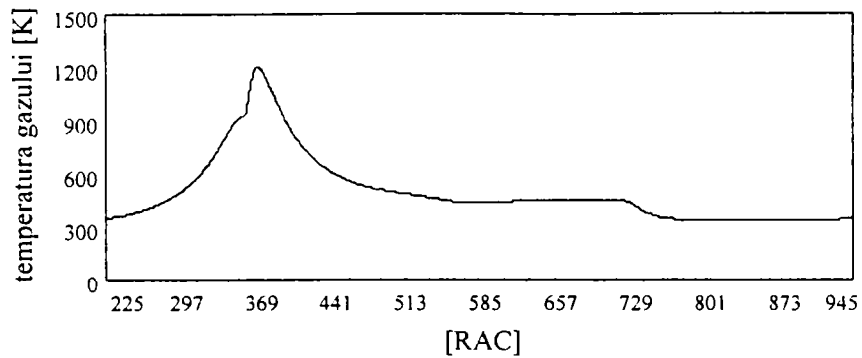


Fig. 3 Variația temperaturii gazului din cilindru

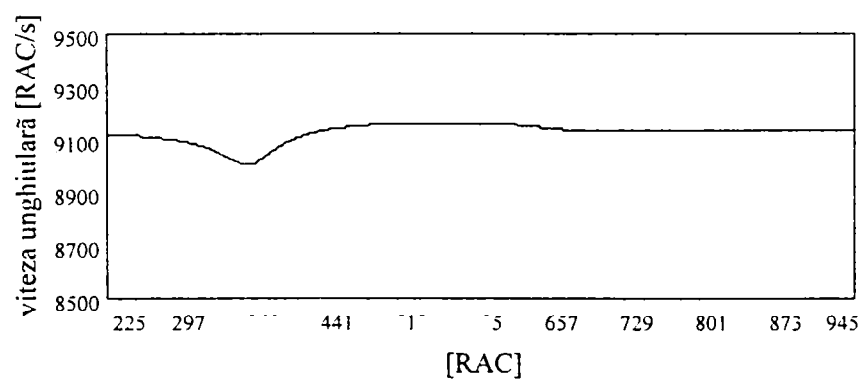


Fig. 4 Variația vitezei unghiulare a arborelui cotit

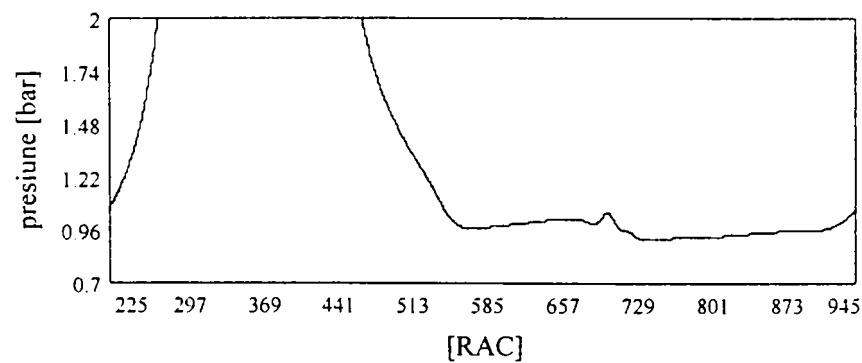


Fig. 5 Variația presiunii din cilindru - pe schimbul de încărcătură

Comparația cu diagramele indicate experimentale este redată în figurile 6-10 . Se constată o foarte bună concordanță a calculelor cu experimentul.

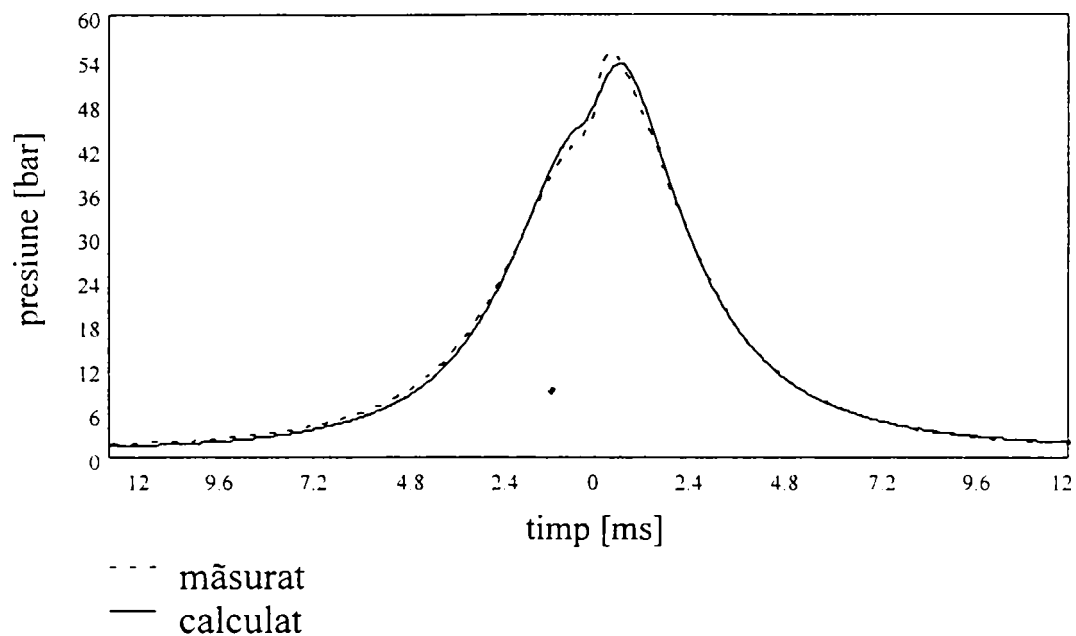


Fig. 6 Caz G1. $n=1520$ rot/min, $\beta=11$ grdRAC

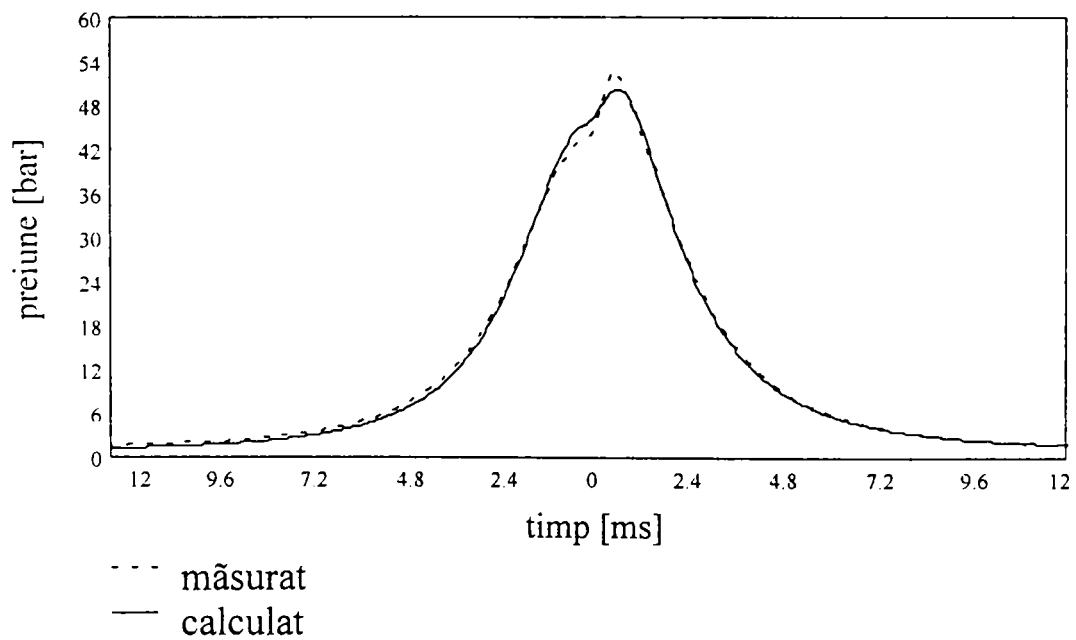


Fig. 7 Caz G2. $n=1680$ rot/min, $\beta=11$ grdRAC

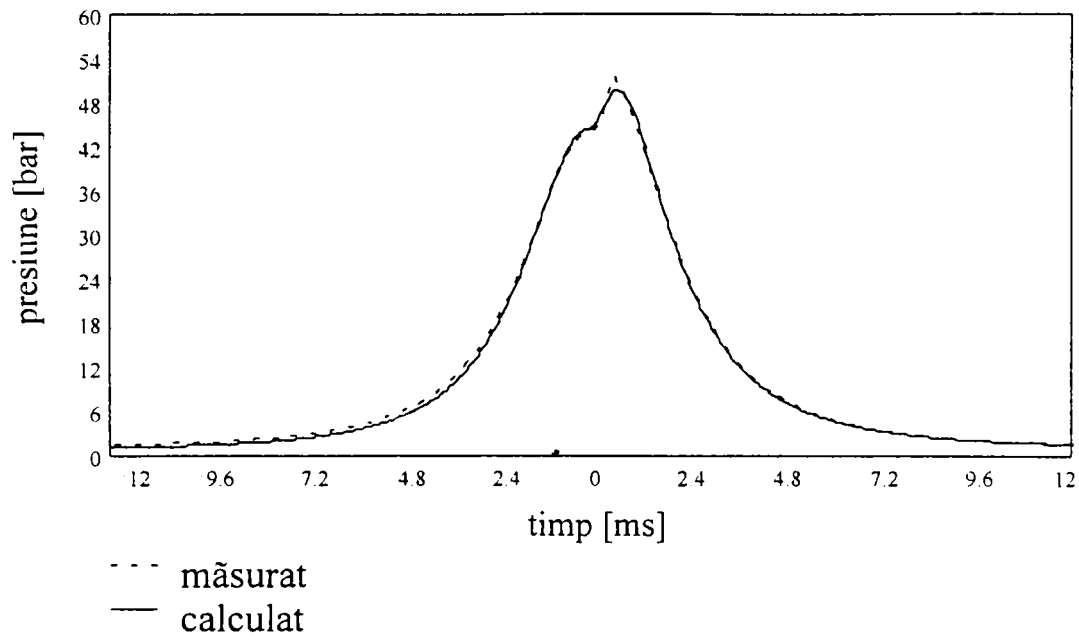


Fig. 8 Caz G3. $n=1850$ rot/min, $\beta=11$ grdRAC

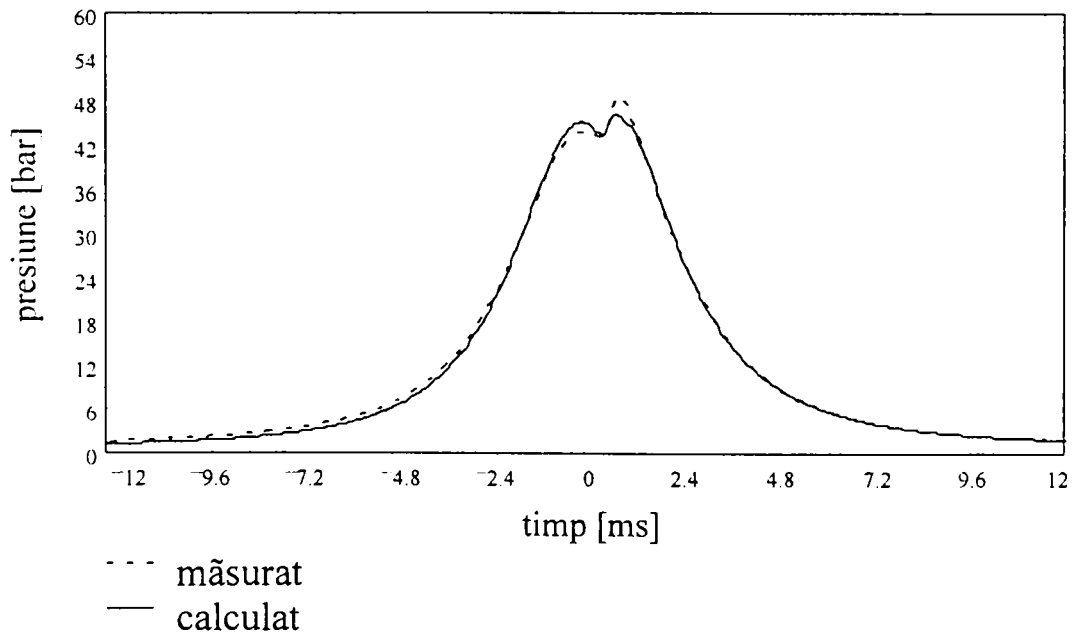


Fig. 9 Caz GA2. $n=1680$ rot/min, $\beta=8$ grdRAC

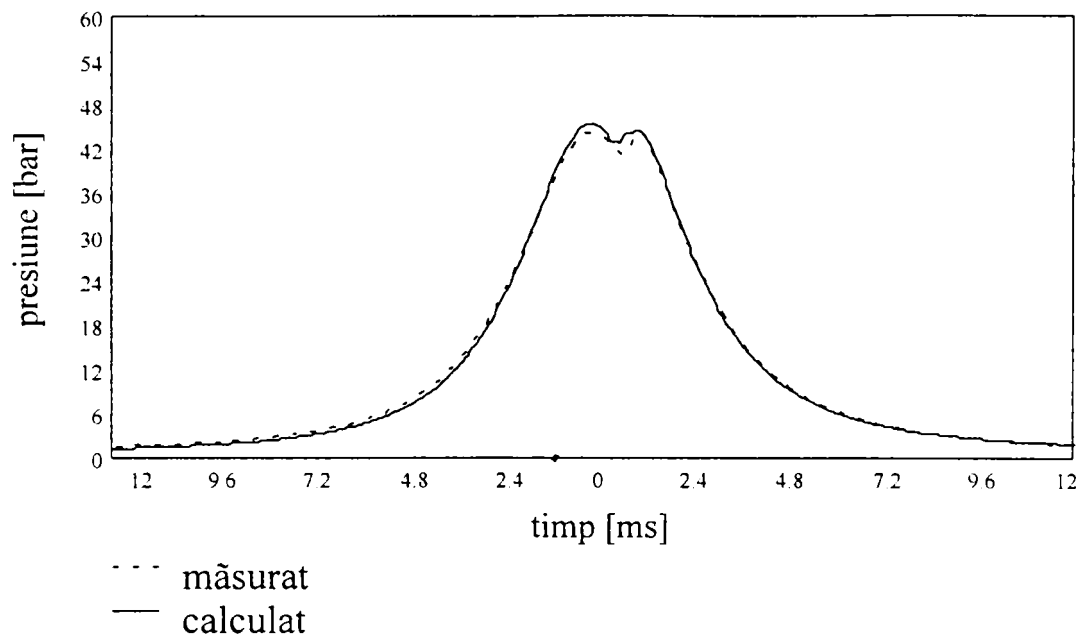


Fig. 10 Caz GB2. $n=1680$ rot/min, $\beta=5$ grdRAC

Figura 11 redă viteza de degajare a căldurii obținută cu ajutorul modelului de ardere a norului de picături respectiv variația debitului injectat și aproximanta legii formale de tip Wiebe de ordinul 1 (pentru motorul M 511 obținută pe baza algoritmului prezentat în capitolul 7).

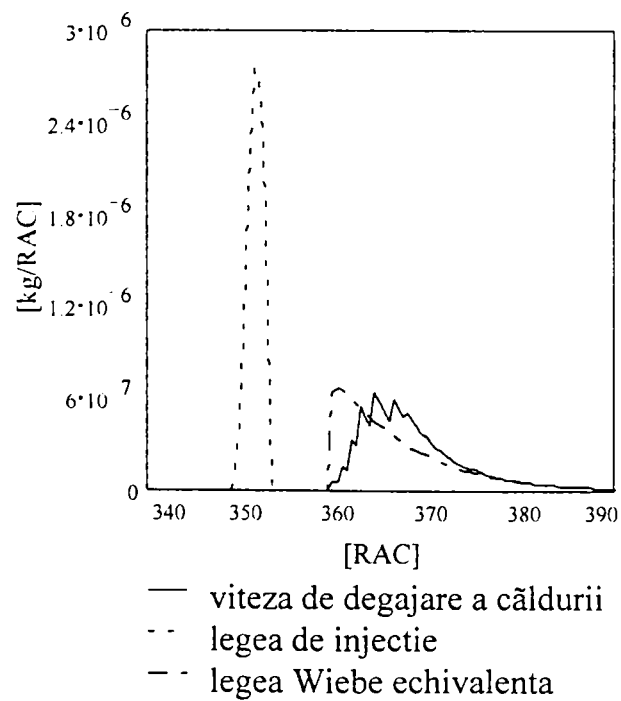


Fig. 11 Comparație între legea de injecție și legea de degajare a căldurii rezultată din programul DIPROM respectiv legea Wiebe determinată prin algoritmul propus la Cap.7 (Caz G1)

B. Cazul motorului ALCO 12R251

Principalele date ce definesc geometric motor ALCO 12R251 sunt:

- Cursa	0.2667 m
- Alezajul	0.2286 m
- Lungimea bielei	0.5334 m
- Raportul de comprimare	12.5

Restul dimensiunilor geometrice inclusiv legile de ridicare a supapelor conform cu documentația tehnică având codul B 1126.- - - - - elaborată de UCM Reșița.

Motorul ALCO 12R251 este un motor supraalimentat cu o turbosuflantă tip TS 616 Z090/220A produsă de Hidromecanica Brașov, fiind un motor Diesel de putere mare (2465CP/1000RPM) destinat tracțiunii feroviare.

În figurile 15, 16 sunt prezentate variațiile presiunilor în cilindru motorului ALCO la cele două regimuri prezentate în capitolul 9, variații ce rezultă în urma calculelor efectuate cu ajutorul programului de calcul DYN. În figura 12 sunt prezentate diagrama indicată, legea de injecție respectiv legea de degajare a căldurii rezultate prin utilizarea programului PROMIP (pentru cilindru închis).

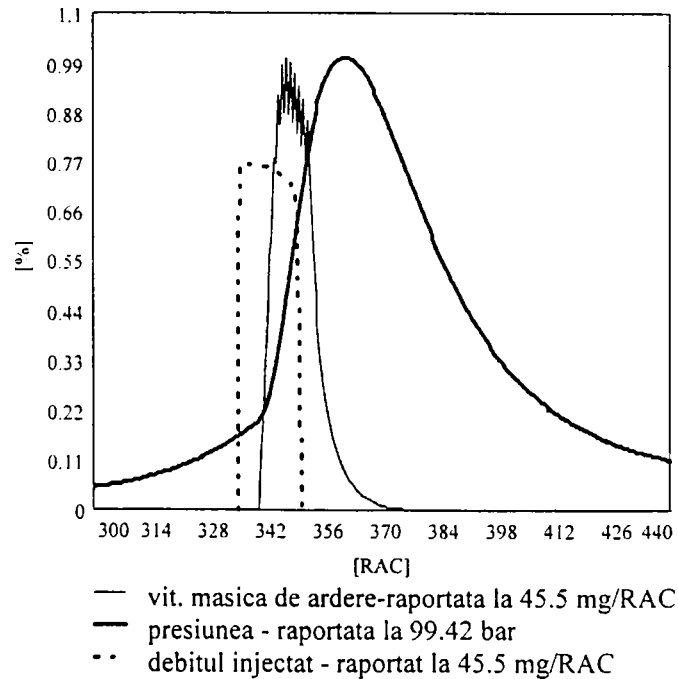


Fig. 12 Variația presiunii, viteza masică de ardere, debitul injectat - Caz calculat pentru regimul 700 rot/min și presiune medie efectivă 10,58 bar motor ALCO R 251

Compararea diagramelor indicate nu a evidențiat diferențe semnificative între rezultatele calculelor și cele experimentale, aceste diferențe fiind de sub patru procente.

Concluzionăm că în cazul în care se reușește acordarea programelor de calcul, acestea pot reda cu suficientă acuratețe variațiile parametrilor din cilindrul motorului. Modelul de ardere cu picături permite evaluarea legii de degajare a căldurii eliminând o parte din incertitudinile existente relativ la alegerea parametrilor pentru modelul de ardere Wiebe și permite estimarea acestora.

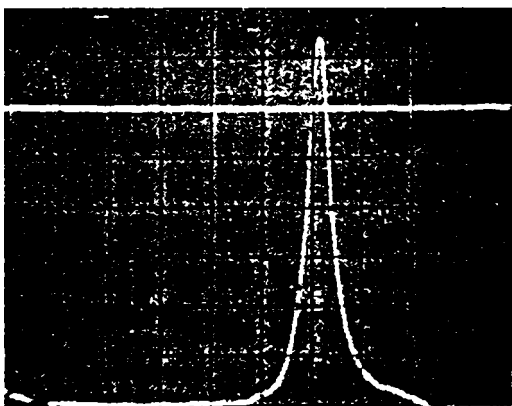


Fig. 13 - Diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 900 rot/min. și presiune medie efectivă 16,79 bari

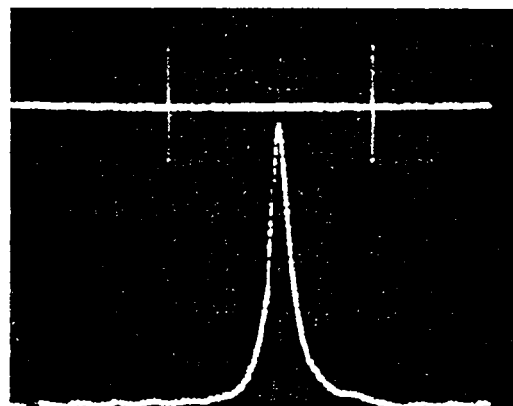


Fig. 14 - Diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 700 rot/min. și presiune medie efectivă 10,58 bari

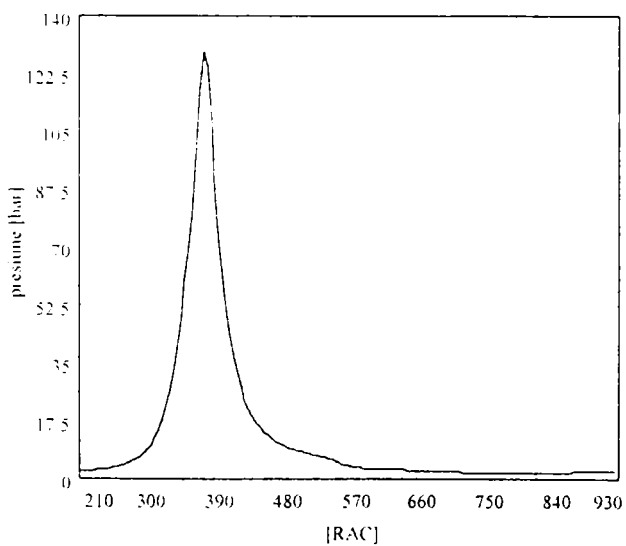


Fig. 15 - Diagrama indicată pentru regimul 900 rot/min., presiune medie efectivă 16,79 bari

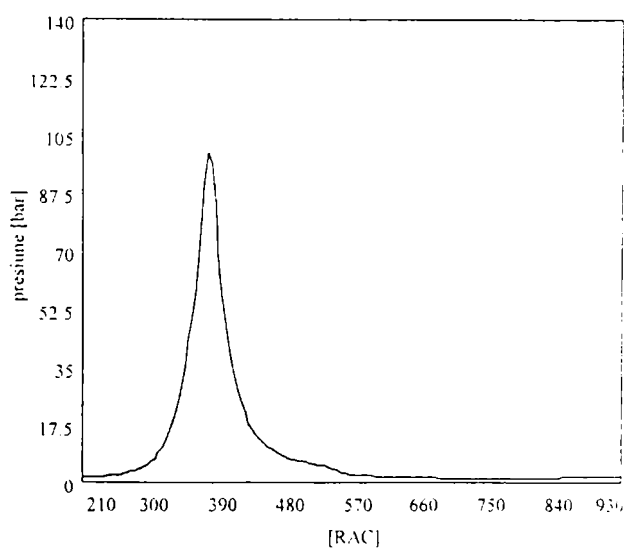


Fig. 16 - Diagrama indicată pentru regimul 700 rot/min., presiune medie efectivă 10,58 bari

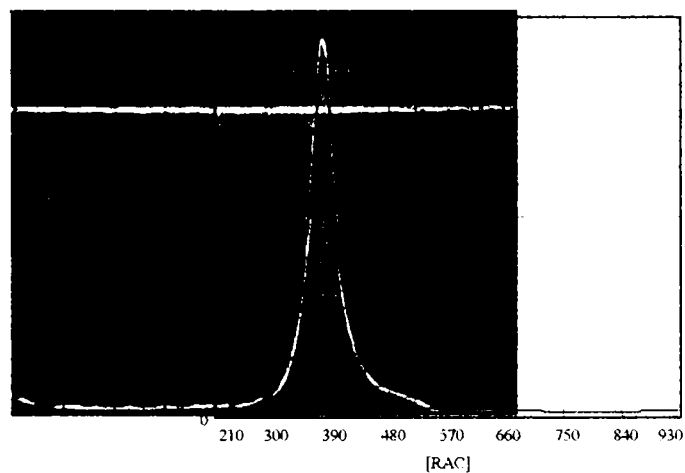


Fig. 17 - Comparație CALCUL – EXPERIMENT la diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 900 rot/min.și presiune medie efectivă 16,79 bari

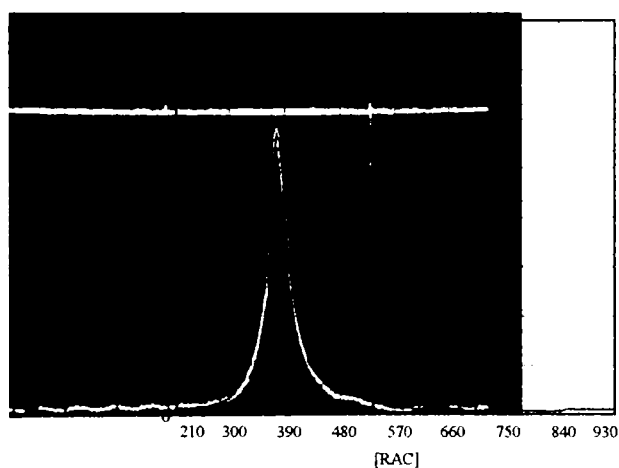


Fig. 18 - Comparație CALCUL – EXPERIMENT la diagrama indicată motor ALCO R 251, regim 700 rot/min.și presiune medie efectivă 10,58 bari

Figurile 17 și 18 prezintă suprapunerea diagramelor indicate înregistrate pe osciloscop cu diagramele indicate calculate cu ajutorul programul DYN pentru motorul ALCO R 251 la regimurile considerate

Cap. 12. Concluzii generale și contribuții personale

Analizând studiul prezentat în capitolul 1 privind modelarea formării și evoluției amestecurilor combustibile eterogene, constatăm că tendința actuală - facilitată în special de dezvoltarea impetuoasă a tehnicii de calcul - este de a trata cazul multidimensional (timp plus trei dimensiuni spațiale), cu luarea în considerare a majorității factorilor ce concură la evoluția fenomenelor. Deși se urmărește ca, pe cât posibil, să se renunțe la simplificări ale ecuațiilor, totuși acest lucru este încă un deziderat. Remarcăm tendința de a introduce determinarea probabilistică a evoluției fenomenelor (bazată pe legea numerelor mari - discretizarea spațiului într-un număr foarte mare de celule permite o astfel de abordare), prin introducerea unor scenarii de decizie bazate pe valorile furnizate de un generator de numere aleatoare. Faza lichidă este privită ca un sistem de surse de masă, impuls și energie, sistem simulat cu ajutorul funcțiilor de repartiție (atât spațial cât și dimensional). La nivelul celulei de calcul, starea parametrilor se modelează, corelarea între celule făcându-se pe baza sistemului de ecuații constitutive. Aspectele legate de reacțiile chimice sunt încă tratate la nivelul echilibrului chimic (deși acest echilibru se considera atins doar la nivelul celulei și pasului de calcul), cu adoptarea unor modele cinetice din ce în ce mai complexe, rezultatele predictive obținute privind geneza noxelor de exemplu fiind în deplină concordanță cu măsurătorile experimentale.

Constatăm că efortul material și intelectual este uriaș pentru o astfel de abordare a problematicii prezentate; sperăm totuși ca în viitor să fie justificat și la noi în țară.

Orientarea pragmatică a școlii germane privind rezolvarea problemei simulării funcționării motoarelor este sintetizată în capitolul 3, unde se prezintă bazele teoretice ale programului DYN. Utilizarea modelelor termodinamice simplifică, dar permite soluționarea suficient de exactă a acestei probleme. Dependența modelelor zerodimensionale de

existența unui ciclu de referință nu este o problemă pentru cercetătorii marilor companii producătoare de motoare, aceștia având la dispoziție o vastă bază de rezultate experimentale, cuprinzând caracterizările soluțiilor constructive adoptate de respectivele companii. Totuși, nu este lipsită de interes nici o metodă de calcul care permite o evaluare credibilă a oricărui parametru din cei implicați. Modelarea arderii printr-o lege de tip Wiebe este în prezent o metodă foarte utilizată, dar depinde de existența unor date de referință. Pentru a rezolva problema evaluării legii de degajare a căldurii se poate utiliza un model de ardere cu picături. Simularea arderii prin modele de acest tip permite evaluarea parametrilor legii de tip Wiebe neapelând la alte date decât cele ce caracterizează sistemul de injecție.

Modelul cu picături prezentat în capitolul 5 nu consideră norul de picături omogen din punct de vedere dimensional (majoritatea modelelor similare adoptă ipoteza că norul este format din picături având diametrul egal cu diametrul mediu Sauter corespunzător tranșei injectate), ci ia în considerare o anumită distribuție dimensională și un anumit mod de evoluție al acesteia - rezultând și viteze diferite de ardere pentru picături de dimensiuni diferite - și fiind deci cel puțin din acest punct de vedere mai complex decât modelele similare. Dificultatea utilizării modelelor cu picături constă în dependența de parametrii sistemului de injecție, fapt ce implică necesitatea caracterizării funcționării acestuia. Această dificultate a fost depășită prin realizarea programului de simulare a injecției INPOSER prezentat în capitolul 6. Deși neglijează fenomenele de undă din conductă și deformările acesteia, precum și pierderile prin neetanșeități, programul de simulare realizat furnizează date suficient de exacte pentru a putea fi aplicate în modelul cu picături.

Implementarea modelului cu picături și a modelului de simulare a injecției în programul DIPROM de calcul a ciclului real și de simulare a funcționării dinamice a unui motor monocilindric este prezentată în capitolul 7, împreună cu un procedeu de determinare a unei aproximante pentru legea de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I. În urma experimentărilor s-a constatat că programul de calcul elaborat redă cu suficientă exactitate comportarea reală a motorului.

Metoda de evaluare - pe baza timpului de spargere a fazei lichide - a duratei perioadei de întârziere la autoaprindere are avantajul de a evidenția influențele asupra acestei perioade a procesului de ardere a parametrilor ce determină desfășurarea

pulverizării. Deși rezultatele obținute sunt bune, considerăm că sunt necesare cercetări suplimentare pentru a se putea completa și valida această metodă.

În concluzie s-a reușit realizarea unor programe de simulare a funcționării motoarelor Diesel care reproduc foarte bine funcționarea atât a sistemului de injecție cât și a motorului.

12.1 Contribuții personale

Printre contribuțiile cu caracter de originalitate enumerăm:

- Sistematizarea la zi a informațiilor din literatura de specialitate necesare rezolvării problemelor rezultate din procesul de concepție a modelelor de simulare a funcționării motoarelor Diesel.

- Abordarea problemei evaluării legii de degajare a căldurii pe baza modelului original de ardere a norului de picături. Acest fapt a condus la elaborarea mai multor programe de calcul, elaborate în totalitate de autor, de la model matematic, la schemă logică, algoritm și program executabil (în FORTRAN 77), capabile să simuleze evoluția diversilor parametri implicați. Desigur că aceste modele sunt încă perfectibile, raportat cu clasa de care aparțin, dar permit dezvoltări ulterioare importante (de exemplu se poate introduce un câmp de viteze în interiorul cilindrului sau calcula o evaluare a compoziției gazelor de ardere). Este important de subliniat faptul că programele realizate au fost astfel structurate încât să permită completări fără complicații majore din punct de vedere al programării.

- S-a interpretat fenomenologic parametrul de performanță din legea de degajare a căldurii Vibe (Wiebe) de ordinul I, interpretare ce permite estimarea acestuia .

- S-au introdus noțiunile de masă echivalentă de aer, respectiv de combustibil, noțiuni ce permit calculul aproximativ al coeficientului excesului de aer pentru un amestec de gaze de ardere.

- S-a realizat programul INPOSER de simulare a funcționării sistemului pompă-injector.

- A fost efectuată caracterizarea norului de picături pe baza extrapolării teoriei Levich-Hiroyasu.

- S-a adoptat un mod de evoluție a funcției de repartiție dimensională a picăturilor pe durata arderii.

- S-a modelat arderea norului de picături (arderea în comun a picăturilor aparținând aceleiași tranșe), ținându-se cont de viteza lui de deplasare, prin utilizarea corecției convective Ranz-Marshall raportată la diametrul mediu Sauter caracteristic tranșei de combustibil injectate.

- S-a estimat, pentru prima dată, timpul de întârziere la autoaprindere pe baza timpului de spargere a fazei lichide, în cazul depășirii unor valori numite paracritice pentru parametri din cilindru.

- A fost elaborat un algoritm de estimare a parametrilor legii de degajare a căldurii pentru cazul în care nu există date experimentale suficiente.

- S-a dezvoltat un program de simulare a evoluției parametrilor din cilindrul motorului, pe perioada de înaltă presiune, bazat pe modelul de ardere a norului de picături și pe cel de simulare a procesului de injecție (ținându-se cont de influența parametrilor fluidului de lucru din motor asupra procesului de injecție) - programul PROMIP

- S-a elaborat programul PROMIW, de calcul a evoluției parametrilor din cilindru pe perioada de înaltă presiune, cu utilizarea legii formale de degajare a căldurii Wiebe de ordinul I, program ce permite determinarea parametrului de formă din criteriul atingerii presiunii maxime în cilindru la un anumit moment impus.

- S-a realizat programul DIPROW, de simulare a funcționării unui motor monocilindric cu utilizarea metodei umplerii și golirii și a legii de degajare a căldurii de tip Wiebe de ordinul I, program ce permite determinarea condițiilor inițiale din cilindru, pe baza comparației parametrilor de la sfârșitul ciclului cu cei de la început.

- S-a elaborat programul DIPROM, de simulare a funcționării simultane a sistemului de injecție și a motorului, program ce ia în considerare și variațiile de viteză unghiulară a arborelui cotit, bazat pe modelul cu picături pentru ardere și utilizând metoda umplerii și golirii pentru calculul proceselor de schimbare a gazelor.

- S-a conceput și realizat un stand complex de încercări, cu achiziție automată a datelor pentru motorul M511, motor ce a constituit referința experimentală, pe lângă motorul ALCO R-251 încercat la UCM Reșița.

- S-au făcut comparații ale rezultatelor calculelor cu datele experimentale, pentru regimuri limită de funcționare, atât în cazul sistemului pompă-injector cât și în cazul motorului M511.

Comparațiile rezultatelor experimentale cu cele obținute prin simulări numerice ne fac să afirmăm că programele de calcul realizate pot reproduce cu o acuratețe deosebită - în limita erorilor de măsură ale aparatelor din dotarea bancului de probe - evoluția parametrilor mășurați cel puțin în cazul motoarelor Diesel studiate.

B I B L I O G R A F I E

1. Aramă C., Grunwald B.: Motoare cu ardere internă, procese și caracteristici. Editura Tehnică - 1966
2. Apostolescu N., Chiriac R.: Procesul arderii în motorul cu ardere internă Editura Tehnică -1998
3. Oefelein J.C., Yang V. : Simulation of high-pressure spray field dynamics 16802 - Pennsylvania State University - 1996
4. McDonnell V.G., Samuelsen G.: Assessing the physics of spray behavior in complex combustion systems 92717-University of California - 1996
5. S.C. Kong, R.D. Reitz : Spray combustion processes in internal combustion engines 53707 - University of Wisconsin - Medison -1996
6. H. Hiroyasu: Measurements of spray characteristics and fuel vapor concentration in a diesel spray - University of Hiroshima - 1994
7. Reitz R.D., Bracco F.V: Mechanism of breakup of round liquid jets, Gulf Publishing - Encyclopedia of fluid mechanics-1985
8. Reitz R.D.: Atomization and other breakup regimes of a liquid jet - Ph.D. Disertation, Princeton Univ. 1978
9. Wolfe H.E., Andersen V.H. : Kinetics, mechanism, and resultant droplet sizes of the aerodynamic breakup of liquid drops - Aerojet Rep. - 0395-04(18) -1984
10. Fath G.M: Evaporation and combustion of sprays - Progr. in en. and Comp. Science, vol. 9, 1983.
11. Baber C, Constantinescu N.: Dinamica gazelor și aerotermochimia Litografia I.P.B. 1980

- 12.Berindean C.: Procese, caracteristici și supraalimentarea m.a.i vol. 2 Litografia U.T.T-1985
- 13.Bratianu C.: Metode cu elemente finite în dinamica fluidelor Ed.Academiei 1983
- 14.Dumitru R.B.: Contribuții la modelarea arderii în motorul diesel cu presiuni foarte înalte de injecție. Teza de doctorat 1995.
15. Dinca F.: Cercetări privind modelarea ciclului real de funcționare în vederea optimizării constructive-funcționale a m.a.i. Teza de doctorat Timisoara '95
- 16.Negrea V.D.: Procese, caracteristici și supraalimentarea m.a.i. - vol.I Litografia U.T.T. 1990
- 17.Negrea V.D.: Contribuții la calculul fenomenelor de undă din conductele de admisiune m.a.i.-Teza de doctorat Timisoara 1974
- 18.Negrea V.D.,Holotescu S. : Experimentări numerice privind optimizarea fazelor de distribuție și acordarea grupului de supraalimentare pentru motorul 1230-L6-DT Contract S.C.Master SA Brasov 1992
- 19.Pimsner V., Vasilescu C.A.: Termodinamica tehnică -Culegere de probleme E.D.P.-1976
- 20.Vladea I.: Tratat de termodinamica tehnică și transmiterea căldurii E.D.P.-1974
- 21..Holotescu S.: Studiul arderii hidrogenului - Contract INCREST-CNST 1987
- 22..Holotescu S.: Optimizarea Gazodinamicii monocilindrului motorului D110 prin utilizarea unui program bazat pe o metodă neliniară de calcul pentru traseele de admisiune și evacuare - Contract U.T.T.-1993
23. Annand W.: Heat transfer from flames in internal combustion engines International Symposium on Heat Transfer from Flames,Trogir 1973
- 24.Benson R.S. : The Thermodynamics and Gaz Dynamics of Internal-Combustion Engines vol.I - Clarendon Press -Oxford 1982
- 25.Barrere M., Prudhomme R. : Elements d'Aerothermochimie - Ed. Masson 1975

26. Bakhvalov N. : Merhodes numeriques - Edition MIR Moscou 1976
27. Godunov S., et coll.: Resolution numerique des problemes multidimensionnels de la dynamique des gaz - Edition MIR Moscou 1979
28. Kirilin V. et coll.: Termodynamique technique - Ed. MIR Moscou 1981
29. Hirsinger F., Tichtinsky H.: Modelisation numerique de l'établissement d'une zone de combustion avec recirculation ONERA 1979
30. Rizzi A.W., Inouye M.: Time-split finite-volume method for three dimensional blunt-body flow - AIAA Journal vol.11 1973
31. Reynolds A.J. : Curgeri turbulente in tehnica - Editura tehnica 1982
32. Williams F.A. : Combustion Theory - Addison -Wesley Publishing Company 1965
33. White ND, Basu N.: Calculation of gaseous products during combustion in diesel engine using a four zone model S.A.E. Paper No.770410 (1977)
34. Peters A.: Analyse instationärer Strömungsvorgänge beim Ladungswechsel eines Mehrzylinder-Ottomotors und eines aufgeladenen Dieselmotors – Doktorarbeit Bochum 1978
35. Zellbeck H., Betz, A. Dynamisches Betriebsverhalten, Ausburg - 1980
36. Watson, N. Marzouk, M. A Nonlinear digital simulation of turbocharged diesel engines under transient conditions. SAE - paper 770123
37. Peters, A. Analyse instationärer Strömungsvorgänge beim Ladungswechsel eines Mehrzylinder - Ottomotors und eines aufgeladenen Dieselmotors - Doktorarbeit Bochum 1978
38. Vibe, N. Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren VEB - Verlag Technik Berlin, 1970
39. Marzouk, M. Watson, N. Load acceptance of turbocharged diesel engines I.Mech.Eng., London 1978

40. Woschni, G. Anisits, F. Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes mittelschnellaufender Dieselmotoren bei geänderten Betriebsbedingungen - MTZ . 1973, 4
41. Woschni, G. Elektronische Berechnung von Verbrennungsmotor - Kreisprozessen - MTZ, 1965, 11
42. Justi, E. Spezifische Wärme, Enthalpie, Entropie und Dissoziation technischer Gase . Berlin 1938
43. Pucher, H. Vergleich der programmierten Ladungswechselrechnung für Viertakt Dieselmotoren nach der Charakteristiktheorie der Full und Entleermethode. Dissertation, TU Braunschweig, 1975
44. Benson, R.S. The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal - Combustion Engines vol.I - Clarendon Press - Oxford 1982
45. Annand, W. Heat transfer from flames in internal combustion engines International Symposium on Heat Transfer from Flames Trogir 1973
46. Reynolds, A.J. Curgeri turbulente in tehnica - Ed. tehnica 1982
47. Woschni G. Engine cycle simulation, an effective tool for the development of medium speed diesel engines SAE Paper 870570. 1987
48. Berindean, C. Procese, caracteristici și supraalimentarea m.a.i. - vol.2 Litografia U.T.T - 1985
49. Craciun, G. Procese termodinamice caracteristice motoarelor racheta - vol.2 - Litografia I.P.B. - 1981
50. Dumitru, R.B. Contributii la modelarea arderii în motorul diesel cu presiuni foarte înalte de injecție. Teza de doctorat 1995
51. Dinca, F. Cercetari privind modelarea ciclului real de funcționare în vederea optimizării constructive și funcționale a m.a.i. - Teza de doctorat 1995
52. Negrea, V.D. Procese, caracteristici și supraalimentarea m.a.i. - vol.I Litografia U.T.T. - 1990
53. Negrea, V.D. Holotescu, S. Experimentari numerice privind optimizarea fazelor de distribuție și acordarea grupului de

- supraalimentare pentru motorul 1230 - L6 - DT
Contract S.C.Master SA 1992
54. Negrea, V.D. Holotescu, S. Verificarea legii de degajare a caldurii determinate prin calcul pentru motoarele din familia ALCO.
Contract UCMR - Faza 2 - 1994
55. Negrea, V.D. Bazele cercetarii experimentale a masinilor termice vol.I+II Litografia U.T.T. 1978,1979
56. Apostolescu, N. Taraza, D. Bazele cercetarii experimentale a masinilor termice - Ed. didactica si pedagogica - Bucuresti - 1979
57. Raica, T. Iorga, D.D. Contributii la studiul unui mecanism de distributie cu tchet oscilant. - Conferinta nationala de termotehnica - 1994
58. Popa, B. Bataga, N. Cazila, A. Motoare pentru autovehicule - Ed. Dacia - 1982
59. Sterian, P. Transmisia optica a informatiei - vol. I + II, Editura tehnica 1981
60. Zaidel, A.N. Oostrovskaja, G.V. Ostrovski, I.I. - Tehnica si practica spectroscopiei - Editura stiintifica si enciclopedica - Bucuresti 1984
61. Nicolae, D. Lungu, R. Cismaru, C. - Masurarea parametrilor fluidelor - Editura Scrisul Romanesc - Craiova 1986
62. Druet, S. Bailly, R. Technique Raman d'etude des ecoulements et des flames ONERA 1976 - 40
63. AVL - FOCUS - RESEARCH & DEVELOPMENT NEWS FROM AVL No.11 1995
64. LAB PRODUCTS INTERNATIONAL VOL.9 1995
65. Sitkei, G. - Uber den dieselmotorischen Zundverzorgung - MTZ 1983 (6)
66. McCharty, M.J., Malloy, N.A. Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design The Chemical Engineering Journal, Vol.7, 1974, pp.1
67. Reitz, R.D., Bracco, F.V. Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets -The Encyclopedia of Fluid Mechanics - Gulf Publishing -1986

81. Marble, F.E., Broadwell, J.E. The Coherent Flame Model for Turbulent Chemical Reactions - Project Squin Rept., 1977
82. Maozhao, Xie Computer Analysis of In-Cylinder Processes in DI Diesel Engine with the Hollow-Cone-Spray Combustion System - Naval Engineering Department Dalian Institute of Technology 1990
83. Song-Chang, Kong, Rolf, D. Reitz - Spray Combustion Processes in Internal Combustion Engines - University of Wisconsin - Madison, Wisconsin 53707 - 1993
84. Oefelein, J.C., Yang, V. Simulation of High-Pressure Spray Field Dynamics - Pennsylvania State University, University Park Pennsylvania 16802 - 1992
85. Lyn, W-T Calculations of the effect of rate of heat release on the shape of the cylinder-pressure diagrams and cycle efficiency - Proc. Auto. Div. Instn mech. Engrs 1960-61 (No. 1), 34.
86. McAulay, K. J., Wu, T., Chen, S., Borman, G.I., Myers, P. S and Uyehara, O. A. - Development and evaluation of the simulation of the compression-ignition engine - S.A.E. Paper No. 650451, presented at Chicago, 1965 (18th May).
87. Spalding, D.B. Some fundamentals of combustion -1955 (Academic Press, New York).
88. Cook, H.A. Diesel engine cycle analysis of relationships of fuel injection to fuel compression-ignition characteristics and best fuel utilization - S.A.E. Paper No. 650449, presented at Chicago, 1965 (18th May).
89. El-Wakil, M.M., Myers, P.S., Uyehara, O.A. - Fuel vaporization and ignition lag in diesel combustion - S.A.E. Trans. 1965 64, 712.
90. Whitehouse, N.D., Way, R.J.B. Rate of heat release in diesel engines and its correlation with fuel injection data - Proc. Instn. Mech. Engrs. 184, Part 3J, 17 (1969-70)
91. Whitehouse, N.D., Way, R.J.B. A simple method for the calculation of heat release rates in diesel engines based on the fuel injection rate - S.A.E. Paper 710134 (1971).
92. Woschni, G. and Anisits, F., Experimental investigation and mathematical representation of the rate of heat release in diesel

engines dependent on engine operating conditions
- S.A.E. Paper 740086 (1977).

93. Shipinski, J., Myers, P.S., Uyehara, O.A. - A spray droplet model for diesel combustion - Proc. Instn. Mech. Engrs. 184, Part 3J, 28 (1969-70).
94. Grigg, J.C. and Syed, M.H. The problem of predicting rate of heat release in diesel engines, Proc. Instn. Mech. Engrs. 184, Part 3J, 192 (1969-70).
95. Shahed, S.M., Chiu, W.S., Lyn W.T. - A mathematical model of diesel combustion - in Combustion in Engines, p.119, Institution of Mechanical Engineers, 1975.
96. Khan, I.M., Greeves, G., Probert, D.M. - Prediction of soot and nitric oxide concentrations in diesel engine exhaust. Conference on Air Pollution Control in Transport Engines, Proc. Instn. Mech. Engrs. 205, (1971).
97. Negrea, V.D. Chira, D, Holotescu, S. - Studies and researches concerning the interaction between Diesel engine and the supercharging turbobloert on jointly running - Conf. int. TM '93 Kragujevac Vrnja Benja oct.1993
98. Negrea, V.D. Holotescu, S. & col. - Optimizarea gazodinamicii motoarelor cu ardere internă folosind procedee nelineare de calcul - Conf.Naț.de Termod. 3-4 VI 94 vol. III Timișoara
99. Negrea, V.D., Holotescu, S., Veinovic, S. - Possibilities of numerical simulation of the thermodynamic processes for the turbosupercharged engine for the design-working optimisation - Bul.șt. și tehnic al UTT Seria Mecanică fasc,1-2 Tom 38(52) 1993
100. Holotescu, S., Negrea V.D. & col. - Aplicații ale metodei Weibull la simularea funcționării motoarelor cu ardere internă - Bul.Științific al U.P.T. Tom 43 (57) Fasc.I 1998 ISSN 1224-6077
101. Negrea, V.D., Holotescu S. & col. - Modele matematice pentru evaluarea prin calcul a legii de injecție - Conf.Nat. de Termotehnică Pitești 29-30 mai 1998 ISBN 973-7-98497-1-7 (Vol.I)