

شبیه سازی احتراق آشفته در موتورهای اشتعال جرقه ای با روش سطوح شعله موج (Fractal Geometry)

رضا آملی مقدم ترشیز
دانشجوی کارشناسی ارشد

محمدرضا مدرس رضوی
دانشیار

دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

آنچه در این مقاله ارائه می شود، معرفی یک مدل احتراق آشفته نسبتاً جدید برای موتورهای اشتعال جرقه ای می باشد. در این مدل که از نوع شبه ابعادی است، با در نظر گرفتن یک سطح شعله موج [۵-۱]، میزان نرخ جرم سوخته شده در واحد زمان محاسبه می گردد. این مدل اساساً نیاز به مشخصات آشفتنگی سیال داخل سیلندر را دارد و بنابراین خود یک مدل آشفته جهت پیشگویی رفتار موتور به حساب می آید. در کار حاضر رفتار موتور در سه مرحله تراکم، احتراق و انبساط شبیه سازی گردیده است. در انتها نتایج به دست آمده برای موتوری که اطلاعات آزمایشگاهی راجع به آن موجود بوده است، با مدل سوختن گردابه ای مقایسه گردیده و قابلیت پیشگویی مدل احتراق آشفته با روش سطوح شعله موج نشان داده شده است.

Simulation of Turbulent Combustion in spark Ignition Engines Using Fractal Burning Model

M. R. Modarres Razavi
Associate Professor

R. Amoly Moghaddem Torsheeze
Postgraduate student

Mech. Engin. Dept. Ferdowsi Univ. of Mashhad

Abstract

The aim of this paper is to introduce the developed computer simulation code which uses the concept of fractal geometry [1-5] to model the effect of turbulence on flame propagation in a homogeneous charge SI engine.

The present work predicts the behaviour of an engine from the time of the inlet valve closing (IVC) until the time of the exhaust valve opening (ENO). It means that the program simulates the three processes of compression, combustion and expansion. Finally, the model predictions of the cylinder pressure histories are compared with experimental data for the given engine [3] over a range of equivalence ratios.

امروزه برنامه‌های شبیه‌سازی به عنوان مهمترین ابزار جهت طراحی و توسعه موتورهای به کار می‌رود و اصلی‌ترین بخش این برنامه‌های شبیه‌سازی، مدلسازی احتراق و یا پیشگویی نرخ سوخت محترق شده می‌باشد. یکی از روش‌های شبیه‌سازی احتراق، مدل‌های شبیه‌ابعادی (Quasi-dimensional) هستند. مهمترین نکته در این مدل‌ها قابلیت پیشگویی نرخ احتراق می‌باشد. نرخ احتراق است که تغییرات فشار و دما در جلو و پشت جبهه شعله را تحت تأثیر قرار داده و روند تغییرات آنها را مشخص می‌کند. این دماها نیز به نوبه خود بر روی اکسیدهای ازت تولیدی، انتقال حرارت و غیره تأثیر می‌گذارند. مدل‌های دو ناحیه‌ای اولیه عبارات تجربی را برای نرخ سوختن استفاده می‌نمودند و همچنین برای طول مدت سوختن مقادیری را فرض می‌کردند [۶].

یک روش متداول‌تر استفاده از طرح سوختن گردابه‌ای "eddy burning model" می‌باشد، که اولین بار توسط بلیزاردو کک [۷] بیان شد. مشکلات طرح احتراق گردابه‌ای اولیه توسط تاباژینسکی و همکارانش [۸] با ارائه یک فرم قابل قبول برای گردابه‌هایی که توسط مقیاس انتگرالی، ریز مقیاس تیلور و مقیاس کولموگروف توصیف می‌شوند (شکل ۱)، اصلاح شد.

یک مدل $k-\epsilon$ عمومی و تراکم‌پذیر (صفر بعدی)، برای کم کردن برخی از فرضیات اولیه پیشنهادی حوزه جریان آشفته، توسط دیویس و همکارانش [۹] به این طرح اضافه شد. طرح احتراق گردابه‌ای طی یک دوره ۱۶ ساله اصلاح شده و اثرات چرخش و هندسه غیر متقارن در آن ملحوظ گردیده است [۱۱ و ۱۰].

مدل احتراق آشفته با روش سطح شعله مواج (Fractal Engine Simulation - FES)

گولدین در بیست و یکمین سمپوزیوم بین‌المللی احتراق در سال ۱۹۸۶ / [۱۲] گزارشی را در یک مقاله تحت عنوان استفاده از سطوح شعله مواج برای طراحی احتراق پیش‌آمیخته ارائه کرد. همانطوری که می‌دانیم احتراق در موتورهای اشتعال جرقه‌ای، در همین حوزه احتراق پیش‌آمیخته آشفته واقع می‌شود [۱۳]. پس از ارائه این مقاله، آقایان مانتوس و چین [۱] از دانشگاه تگزاس شروع به تحقیق پیرامون این موضوع کردند که آیا مفاهیم سطوح شعله مواج برای طراحی فرآیند احتراق آشفته به عنوان یک عضو کلیدی در یک برنامه رایانه‌ای

شبیه‌ابعادی در موتورهای اشتعال جرقه‌ای مفید خواهد بود یا نه؟

پیشگویی‌های این برنامه، که به نام اختصاری UT-FEM (University of Texas Fractal Engine Model) شناخته شد، با نتایج آزمایشگاهی موجود مقایسه شد [۱] و نتایج کامل‌تر و تغییر یافته آن در مرجع [۲] ارائه شده است. اگر چه بسیاری از موضوعات و مسائل طرح شده در مورد وضعیت و ظاهر شعله مواج در موتورهای هنوز به طور کامل حل نشده است ولی روش سطوح شعله مواج نوید ابزار تازه‌ای برای شبیه‌سازی فرآیند احتراق در موتورهای اشتعال جرقه‌ای را می‌دهد.

اساس کار فعلی، توسعه یک برنامه رایانه‌ای شبیه‌سازی احتراق آشفته در موتورهای اشتعال جرقه‌ای با روش سطوح شعله مواج است که تقریباً مشابه ماتئوس و چین [۳] می‌باشد که برای اولین بار در ایران انجام یافته است. البته تفاوت‌هایی بین این برنامه و مدل مرجع [۳] وجود دارد که مهمترین آنها عبارتند از:

۱ - متفاوت بودن مدل انتقال حرارت.
۲ - در نظر نگرفتن اثر "blow by/crevice flows" (در مدل حاضر).

۳ - متفاوت بودن مدل محاسبات خواص ترمودینامیکی و انتقالی مخلوط و محصولات احتراق داخلی.

اگر آشفته‌گی در یک موتور در مراحل انتهایی فرآیند تراکم، همگن و ایزوتروپیک باشد و اگر انتشار شعله بر روی میزان آشفته‌گی ناحیه محترق نشده اثری نگذارد، موتور تقریباً شرایط جریان آشفته ایده‌آل را خواهد داشت و اثرات آشفته‌گی در موتور، افزایش دادن متوسط سطح شعله در اثر انبساط و یا کشیدگی آن می‌باشد. شچلکین [۱۴] اولین کسی بود که گزارش کرد، هنگامی که مقیاس آشفته‌گی بزرگتر از ضخامت شعله باشد، گردابه‌ها شعله را مواج خواهند کرد، بنابراین این سطح شعله را افزایش داده و به تبع سرعت شعله افزایش می‌یابد.

$$u_T = \frac{A_T}{A_L} u_L \quad (1)$$

که u_T سرعت شعله آشفته‌گی، u_L سرعت شعله آرام و A_T/A_L نسبت افزایش سطح شعله است که به سبب حوزه جریان آشفته مواج شده است.
گولدین [۱۲] نشان داده است که نسبت افزایش

$$L_{min} = C_3 \eta \quad (3)$$

از آنجایی که می نیم مقیاس چین خوردگی شعله هنوز در موتورها تعیین نشده است [۱۷]، فرض می کنیم مقدار متوسط آن در مورد شعله مشعل های پایدار، برای موتورها نیز معتبر باشد (یعنی $C_3 = 3/55$).

نشان داده شده است که ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله بزرگتر از مقیاس انتگرالی در شعله های مشعل آزمایشگاهی می باشد. برای مثال گولدین و همکارانش [۱۵] دریافتند که ماکزیمم مقیاس چین خوردگی برای یک شعله پایدار و "V" شکل حاصل از مخلوط هوا و متان حدود $3/9$ تا $6/3$ برابر مقیاس انتگرالی است و موری یاما و تاکنو [۱۶] گزارش دادند که ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله بزرگتر از مقیاس انتگرالی برای یک شعله پایدار است و در حدود دو سوم قطر مشعل برای حالت مورد نظر ایشان می باشد. آنچه مسلم است، ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله نمی تواند از ابعاد شعله بزرگتر باشد. در خلال رشد سریع شعله، ابعاد شعله از مقیاس انتگرالی کوچکتر است و همچنان که شعله رشد می کند، ابعاد شعله گسترش می یابد. آقایان ماتئوس و چین [۳] سه فرض برای ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله پیشنهاد کرده اند. اولین فرض این است که ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله معادل با شعاع لحظه ای شعله در خلال مرحله احتراق باشد یعنی:

$$\frac{L_{max}}{L_{min}} = \frac{I_f}{3.55\eta} \quad (4) \text{ (فرض اول):}$$

این فرض حداکثر مقدار ممکن از جهت فیزیکی را بیان می کند. فرض دوم ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله را تا شعاع های شعله ای که معادل فاصله لحظه ای پیستون تا نوک سرسیلندر باشد، محدود می کند. پس از آن مقدار ماکزیمم مقیاس چین خوردگی معادل با η_{gap} خواهد بود. این حالت از دو جهت جالب توجه است.

- ۱- اگر از میان قطر سیلندر به محفظه احتراق نگاه کنیم، لقی لحظه ای بزرگترین بعد شعله خواهد بود.
- ۲- به دلیل این که مقیاس طول انتگرالی (L_i) حدود $0/3$ لقی است [۱۸] و از آنجایی که فرض شده است که می نیمم چین خوردگی شعله معادل با $3/55\eta$ باشد نتیجه خواهد شد:

سطح برای شعله آرام چین خورده می تواند با استفاده از هندسه موجی شکل پیشگویی شود. با جاگذاری بیان او در معادله (۱) داریم:

$$u_T = u_L \left[\frac{L_{max}}{L_{min}} \right]^{D3-2} \quad (2)$$

که در آن L_{min} و L_{max} ماکزیمم و می نیمم مقیاس های چین خوردگی شعله و $D3$ بعد موج (fractal dimension) یک سطح ناهموار در سه بعد مکانی فضا می باشند که مشخصات ناهمواری با درجه چین خوردگی شعله را نشان خواهد داد.

دو نکته قابل توجه و با اهمیت روش سطوح موج در معادله (۲) آشکار شده است. نکته اول این که سرعت شعله آشفته همانظوری که در معادله (۲) نشان داده شده است. بستگی به سرعت شعله آرام منبسط شده (u_L) دارد نه سرعت شعله آرام منبسط نشده (S_L). از آن جایی که سرعت شعله آرام منبسط نشده یک خاصیت ترموشیمیایی است، می توان آن را برای سوخت های هیدروکربنی برآورد کرد. نکته مهم، چگونگی ارتباط میان سرعت شعله آرام منبسط شده با سرعت شعله آرام منبسط نشده و عوامل مؤثر در انبساط شعله (حوزه جریان و انحناء شعله) می باشد. دومین نکته جالب توجه در معادله (۲) آن است که نرخ احتراق آشفته، وابسته به مقیاس های چین خوردگی هستند، نه مقیاس های طول آشفتهگی. بعد موج یک اندازه کمی از توزیع مقیاس های چین خوردگی شعله بین حدود L_{min} و L_{max} می باشد.

مقیاس های چین خوردگی شعله

بزرگترین تردید در فرمولاسیون، مقیاس های چین خوردگی شعله می باشد. کوچکترین مقیاس چین خوردگی شعله (L_{min}) هنوز در موتورها به صورت یک معادله مشخص بیان نشده است. از نظر چین و همکارانش [۳]، بزرگترین مقیاس چین خوردگی شعله نیز همان شرایط را دارد. بنابراین، سه فرض در مورد نسبت مقیاس های چین خوردگی شعله به کار گرفته می شود که تقریباً تمامی حوزه نسبت های فیزیکی ممکن را در بر می گیرد. می نیمم مقیاس چین خوردگی شعله در مراجع [۱۵] و [۱۶] بین $1/3$ تا $5/8$ برابر مقیاس کولموگروف در شعله های "V" شکل و پایدار معرفی شده است.

$$D3 = 2.35 \frac{u'}{u' + S_L} + 2.0 \frac{S_L}{u' + S_L} \quad (7)$$

در کار حاضر نیز این طرح در شبیه سازی D3 مورد استفاده قرار گرفته است، زیرا در مرجع [۲] نشان داده شده است که معادله (۷) یک طرح قابل قبول برای کاربرد در موتورهای اشتعال جرقه ای با مخلوط شارژ همگن است. تخمین بعد موج با استفاده از این مدل کاهش مقدار آن را در حین فرآیند احتراق در موتور نشان می دهد. این بدین معنی است که هرچه زمان می گذرد و شعله در داخل محفظه سیلندر منتشر می شود، کمتر چین خورده می شود. این نتیجه ابتدا سبب کاهش سرعت شعله آرام می گردد و کاهش سرعت شعله آرام به نوبه خود سبب کاهش در دمای گازهای محترق نشده می شود.

روش محاسباتی

کل روش محاسباتی در مراحل زیر خلاصه شده است.

(۱) از یک طرح عمومی و بدون بعد آشفته "k-ε" مقادیر شدت آشفستگی μ' و بزرگترین مقیاس آشفستگی ($L_i = \text{Integral length Scale}$) و همچنین نرخ اتلاف انرژی جنبشی آشفستگی ε محاسبه می شود. طرح ساده انتخاب شده همان طرح مورد استفاده توسط ماتئوس و چین [۳] می باشد.

نرخ تغییرات انرژی جنبشی آشفستگی عبارت است از:

$$\frac{dk}{dt} = P - m\epsilon - k \frac{m\epsilon}{m} \quad (8)$$

که در آن P میزان تولید انرژی جنبشی می باشد و به صورت زیر ارائه می شود:

$$P = \mu_t \left[\frac{\partial U}{\partial y} \right]^2 \quad (9a)$$

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{m\epsilon} \quad (9b)$$

گرادیان سرعت ظاهر شده در معادله (۹a) به شکل زیر ارائه می شود:

$$\left[\frac{\partial U}{\partial y} \right]^2 = C_\beta \left[\frac{U}{L} \right]^2 \approx C_\beta \left[\frac{V_P}{h_{gap}} \right]^2 \quad (9c)$$

در معادلات (۹)، U سرعت متوسط جریان توده

$$\frac{L_{max}}{L_{min}} = \frac{r_f}{3.55\eta} \quad (r_f < h_{gap}) \quad \text{اگر} \quad (5a)$$

(فرض دوم):

$$(5b)$$

$$\frac{L_{max}}{L_{min}} = \frac{h_{gap}}{3.55\eta} = \frac{L_i / 0.3}{3.55\eta} \approx \frac{L_i}{\eta} \quad (r_f \geq h_{gap}) \quad \text{اگر}$$

فرض سوم این است که ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله دو برابر مقیاس طول انتگرالی است که نتیجه کار آقای براکو و همکارانش [۱۷] می باشد:

$$\frac{L_{max}}{L_{min}} = \frac{2L_i}{3.55\eta} \quad (6) \quad \text{(فرض سوم):}$$

این فرض نسبت به دو فرض قبلی کمترین نرخ احتراق را نتیجه می دهد.

بعد موج

برای انتشار شعله پیش آمیخته در یک حوزه جریان آرام، سطح شعله صاف خواهد بود و بعد موج معادل ابعاد مکانی یک سطح صاف یعنی $D3=2$ می باشد. تئوری های متفاوتی برای حد بالایی بعد موج در انتشار یک شعله پیش آمیخته واقع در حوزه جریان با رینولدزهای بالا پیشنهاد شده است [۱۹] که تغییرات مقادیری از $2/23$ تا $2/41$ را شامل می شود. آقای براکو و همکارانش [۱۷] ماکزیمم مقداری حدود $2/3$ را برای موتور پریستون به دست آورده اند. همچنین، نشان داده شده است که بعد موج با افزایش شدت آشفستگی در شعله های نوع مشعلی افزایش می یابد. [۲۰] لیو و همکارانش [۲۱] یک رابطه بین بعد موج، شدت آشفستگی و سرعت شعله آرام منبسط نشده، ارائه داده اند. این مدل براساس این استدلال فیزیکی بنا شده است که مکانیزم تولید چین خوردگی های شعله در اثر حرکت های جابجایی آشفستگی می باشد که با شدت آشفستگی μ' مشخص شده اند. این چین خوردگی ها بافرآیند احتراق که با S_L مشخص می شوند، کاهش می یابند (یعنی چین خوردگی های با مقیاس کوچک صاف می گردند). طرح ایشان یک متوسط وزنی از اثرات بین دو حد بعد موج را به صورت زیر بیان می کند.

(۲) محاسبات احتراقی از یک هسته مرکزی شعله که بین فضای الکترودهای شمع قرار می‌گیرد، شروع می‌شود. جرم به تله افتاده در فضای بین این دو الکتروده، شمع را می‌توان به صورت یک کره به قطر فاصله دهانه شمع در نظر گرفت. دمای این جرم بعد از احتراق آن معادل دمای آدیاباتیک شعله است و دمای گازهای اولیه از مقدار جرم به تله افتاده و نسبت گازهای باقیمانده قابل محاسبه است. با توجه به نتایج طرح‌های قبلی که بر حساسیت این دما تأکید کرده‌اند و همگی بر این باورند که اگر این دما تا حدود ۱۰٪ تقلیل یابد، پیشگویی فشار بهتری میسر است [۲۳]، این میزان کاهش نیز در برنامه منظور گردیده است.

(۳) سومین مرحله، برآورد سرعت شعله آرام منبسط شده (S_L) می‌باشد، که براساس دما و فشار مخلوط محترق نشده و با استفاده از رابطه تجربی ارائه شده توسط کک و متقالچی [۲۴] به دست می‌آید.

$$S_L = S_L^0 \left[\frac{T_4}{298} \right]^a \left[\frac{P}{P_0} \right]^b (1 - 2.1 f) \quad (13a)$$

$$S_L^0 = 0.3422 - 1.3865 (\phi - 1.08)^2 \quad (13b)$$

برای مخلوط پروپان و هوا مقادیر a و b به شکل زیر می‌باشند.

$$a = 2.18 - 0.8 (\phi - 1) \quad (13c)$$

$$b = -0.16 + 0.22 (\phi - 1) \quad (13d)$$

S_L^0 و a و b پارامترهایی هستند که برای یک نسبت هم‌ارزی معین، مقادیر ثابتی خواهند بود. اگر نوع سوخت عوض شود، ضرایب موجود در معادلات (۱۳d) و (۱۳c) نیز تغییر خواهند نمود. در معادلات (۱۳) T_u دمای ناحیه محترق نشده، P فشار داخل سیلندر، P_0 فشار جو، f نسبت گازهای باقیمانده، ϕ نسبت هم‌ارزی و S_L سرعت شعله آرام منبسط نشده می‌باشد. سری معادلات (۱۳) برای حوزه وسیعی از دما، فشار، نسبت هم‌ارزی و نسبت گازهای باقیمانده قابل استفاده می‌باشد، این حدود عبارتند از:

(bulk flow) می‌باشد و μ لزجت آشفستگی، \bar{V}_P سرعت متوسط پیستون، C_μ یک ثابت غیر قابل تغییر ($C_\mu = 0.09$) و C_β یک ثابت قابل تنظیم در FES می‌باشد. C_β ضریب قابل تنظیم است که جهت انطباق نتایج تخمینی با نتایج آزمایشگاهی که در آن شدت آشفستگی برای سیال غیر فعال (محترق نشده) توسط گروف و همکارانش در مرجع [۲۲] به دست آمده است، تنظیم می‌گردد. جمله دوم سمت راست معادله (۸) معرف مقدار اختلاف انرژی جنبشی آشفستگی می‌باشد. با فرض جریان آشفته همگن و آیزوتروپیک می‌توان نوشت:

$$\varepsilon = \frac{u^3}{L_i} = \frac{(v \varepsilon)^{3/4}}{\eta} = \frac{u^2}{\mu} \quad (10)$$

جمله سوم طرف راست معادله (۸) عبارت است از اتلاف انرژی جنبشی به سبب خروج جرم از داخل محفظه سیلندر. با ترکیب معادلات (۸) و (۱۰) با معادلات (۹) نتیجه می‌شود:

$$\frac{dk}{dt} = \left[C_\mu \frac{k^2}{m \varepsilon} \right] \left[C_\beta \left[\frac{\bar{V}_P}{h_{gap}} \right]^2 \right] - m \varepsilon - k \frac{\dot{m}_e}{m} \quad (11)$$

و از آنجایی که می‌دانیم $k = \frac{3}{2} \mu u^2$; $C_\mu = 0.09$; $L_i = 0.3 h_{gap}$ معادله (۱۱) به صورت زیر ساده‌سازی خواهد شد.

$$\frac{dk}{dt} = 0.0149 \frac{C_\beta V_P^2 m^{0.5}}{L_i} k^{0.5} - \frac{0.544}{m^{0.5} L_i} k^{1.5} - \frac{\dot{m}_e}{m} k \quad (12)$$

حال می‌باید معادله (۱۲) را برای به دست آمدن $k(t)$ حل کرد و سپس مقدار u' را به عنوان تابعی از زمان در ناحیه محترق نشده در خلال فرآیند احتراق از معادله $k = \frac{3}{2} \mu u'^2$ به دست آورد.

همچنین معادله (۱۰) را با در دست بودن مقدار u ، برای به دست آوردن مقدار مقیاس کولموگروف می‌باید حل نمود تا بتوان از این مقیاس در محاسبه نسبت $\frac{L_{max}}{L_{min}}$ استفاده کرد و مقدار ε را نیز از همان معادله به دست آورد تا در محاسبه ضریب انبساط شعله استفاده گردد.

نتایج آزمایشگاهی ارائه شده در مرجع [۲۲] برای دور ۱۵۰۰ rpm تهیه شده‌اند. در این دور، ثابت قابل تنظیم C_β را با معلوم بودن مقدار انرژی جنبشی آشفستگی در زمان بسته شدن سوپاپ ورودی و مقدار شدت آشفستگی در زمان جرعه زنی (جدول ۱) می‌توان به دست آورد.

$$K_s = \sqrt{\frac{E}{v}} \frac{1}{(C_3)^{2/3}} \quad (18)$$

جایی که ثابت C_3 ضریب تناسب وابسته به معادله $L_{min} \sim \eta$ می باشد و راجع به مقدار آن در قسمت مقیاس چین خورگی شعله به طور مفصل بحث گردید.

(۵) پس از طی مراحل بیان شده نرخ سوختن جرم از عبارت زیر محاسبه می شود:

$$\dot{m}_b = \rho_u A_L u_L \left(\frac{L_{max}}{L_{min}} \right)^{D_3 - 2} \quad (19)$$

(۶) برای اولین محاسبه مقدار A_L در معادله (۱۹) مقدار سطح کره ای به قطر دهانه شمع می باشد. برای ادامه محاسبات نرخ سوختن جرم در زاویه میل لنگ قبلی معلوم است و کافی است، معادلات دیفرانسیل بیان کننده اصول بقاء جرم، و انرژی را به انضمام معادله حالت گاز کامل (برای هر دو ناحیه محترق شده و محترق نشده، که دارای فشاری برابر و شامل ترم انتقال حرارت می باشند که از روابط ارائه شده توسط وشنی [۲۷] به دست می آید). حل کرده تا مقادیر فشار، دما و حجم در هر دو ناحیه مذکور و همچنین جرم سوخته نشده در مرحله زمانی جدید به دست آید. ترکیب محصولات احتراق تعادلی با استفاده از روش بنسون [۲۸] و موازنه اجزاء مخلوط با استفاده از روش پیشنهادی هی وود [۲۹] به دست می آید. خواص ترمودینامیکی مخلوط نیز با استفاده از روش ارائه شده در مرجع [۲۸] به دست آمده است. همچنین خواص انتقالی مخلوط ها با استفاده از روش ارائه شده در مرجع [۳۰] به دست آمده است.

(۷) حجم ناحیه سوخته شده، V_f که دارای شعاع کره معادل شعله r_f باشد به شکل زیر محاسبه می شود:

$$V_f = \frac{\pi}{8} B^3 \left\{ \left(\frac{1}{3} \left[\frac{2r_f}{B} \right]^3 [\alpha^3 - \beta^3 - 3(\alpha - \beta)] \right) + \frac{2r_f}{B} \alpha \right\} \quad (20)$$

که در آن B قطر سیلندر، α و β به منظور حذف مقادیر اضافه مربوط به حجم ها و سطوح واقع شده در خارج از محفظه سیلندر، تعریف می شوند:

$$10^5 \text{ Pa} < P < 5 \cdot 10^6 \text{ Pa} \quad (12e)$$

$$0.8 < \phi < 1.5 \quad (12f)$$

$$350 \text{ K} < T_u < 700 \text{ K} \quad (12g)$$

$$0 < f < 0.2 \quad (12h)$$

(۴) چهارمین مرحله محاسبه سرعت شعله آرام منبسط شده (u_L) از روی سرعت شعله آرام منبسط نشده (S_L) می باشد. سرعت شعله آرام منبسط شده به شکل زیر می تواند ساده سازی شود، با فرض اینکه انتقال حرارت از سطح شعله وجود ندارد و اعداد بدون بعد لوئیس و پرانتل تقریباً معادل ۱ می باشد [۲۵].

$$u_L = S_L \left[1 - \frac{v}{S_L^2} K \right] \quad (14)$$

که v لزجت سینماتیک آرام مخلوط محترق نشده و K ضریب انبساط شعله می باشد. چانگ و همکارانش [۲۵] ضریب انبساط شعله را شامل دو ترم مربوط به انبساط شعله پایدار و کشش در گردابه های کوچک آشفته فرض نمودند.

$$K = K_E + K_S \quad (15)$$

جایی که K_E ضریب انبساط شعله براساس انبساط است و K_S ضریب انبساط شعله بر اساس کشش در گردابه های مقیاس کوچک می باشد. ترکیب معادلات (۱۴) و (۱۵) نتیجه می دهد:

$$u_L = S_L \left[1 - \frac{v}{S_L^2} (K_E + K_S) \right] \quad (16)$$

برای یک شعله منتشر شونده در میان یک مخلوط ساکن، می توان نشان داد [۲۶]:

$$K_E = \frac{2}{r_f} \frac{dr_f}{dt} \quad (17)$$

و همچنین می توان نشان داد که ضریب انبساط مربوط به کشش در گردابه های مقیاس کوچک از معادله زیر به دست می آید:

$$\alpha = 0 \quad \text{اگر } \frac{r_f}{B/2} \leq 1 \quad (21a)$$

$$\alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{B/2}{r_f}\right)^2} \quad \text{اگر } \frac{r_f}{B/2} > 1 \quad (21b)$$

$$\beta = 1 \quad \text{اگر } \frac{r_f}{h_{gap}} \leq 1 \quad (21c)$$

$$\beta = \frac{h_{gap}}{r_f} \quad \text{اگر } \frac{r_f}{h_{gap}} > 1 \quad (21d)$$

۸) سطح شعله ای که شعاع آن r_f باشد نیز از رابطه زیر قابل تحصیل است:

$$A_f = A_L = \frac{\pi}{4} B^2 \left[2 \left(\frac{2r_f}{B} \right)^2 (\beta - \alpha) \right] \quad (22)$$

در طرح های مرسوم شبه ابعادی موتور، فرض می شود، شعله به صورت کروی از طرف هسته جرقه به اطراف منتشر شود، اگر چه معلوم شده است که این فرض کاملاً درست نیست [۳۱]. در FES، تقریباً انتشار غیر کروی شعله با استفاده از روش پیشنهاد شده توسط بار و ویتز [۳۱] به کار گرفته شده است. در این روش فرض می شود تا هنگام رسیدن شعله به سطح پیستون، شعله به صورت کروی منتشر شود و بعد از آن به مقدار سطح شعله محاسبه شده، ۱۰٪ افزوده می گردد.

۹) فشار، دما و دانسیته مخلوط محترق نشده در گام زمانی جدید از مرحله ۶ به دست می آید. سطح شعله مربوطه در گام زمانی جدید از مراحل ۷ و ۸ به دست خواهد آمد. مراحل ۴ تا ۸ تکرار می شوند تا زمانی که شعله به دورترین نقطه از گانهای محترق نشده در داخل محفظه سیلندر برسد.

بحث و نتیجه گیری

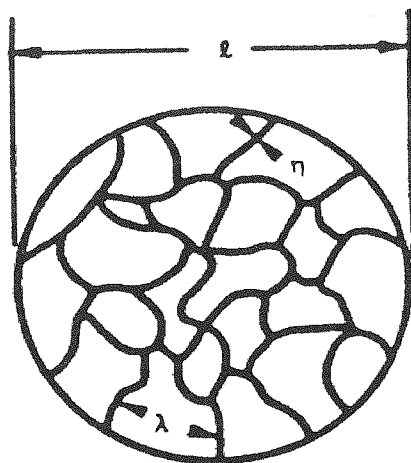
نمونه تخمین های برنامه توسعه یافته با استفاده از طرح احتراق آشفته شعله موج مربوط به تغییرات فشار بر حسب تغییرات زاویه میل لنگ را با نتایج به دست آمده توسط گروف و همکاران [۲۲] در شکل ۲ مقایسه گردیده است. مشخصات آشفتهگی ارائه شده توسط گروف و همکارانش [۲۲] برای جریان سرد در این مطالعه مورد استفاده قرار گرفته است. این مشخصات

حاصل آزمایش های آنها بر روی یک موتور پرینستون تک سیلندر اشتعال جرقه ای است که مشخصات آن در جدول ۱ ارائه شده است. همانطوری که در شکل مشخص است اثر سه فرض مختلف برای مقیاس های چین خوردگی نیز نشان داده شده است و در اکثر حالات فرض دوم نتایج بهتری را تخمین می زند. همچنین شکل ۲ مقایسه پیشگویی های مدل احتراق آشفته شعله موج با نتایج آزمایشگاهی را برای دو بار متفاوت نشان می دهد. پایین ترین بار آزمایش شده دارای یک راندمان حجمی ۳۰٪/۱ درصدی است که در این حالت فشار مانیفولد ورودی ۴۶/۹ kPa می باشد، و آشکار است که حدوداً در حالت بدون بار موتور تحت آزمایش قرار گرفته است. بالاترین بار آزمایش شده دارای یک راندمان حجمی ۶۰٪/۲ درصدی با فشار مانیفولد ورودی ۸۴/۲ kPa می باشد. در تمام حالات، نمودارهای معرف

$L_{max}/L_{min} = h_{gap}/3.55\eta \approx L_f/\eta$ ، پیشگویی های خیلی دقیقی را نشان می دهند. خصوصاً ماکزیم فشار پیشگویی شده ۷٪ و وضعیت ماکزیم فشار پیشگویی شده حدود ۱ درجه میل لنگ و ماکزیم اختلاف فشار نیز مربوط به همان قله فشار می باشد. هر سه فرض، افزایش فشار را با حدود کمتر از ۱۲٪ خطا نشان می دهند که این مربوط به همان قله فشار می باشد. هر سه فرض، افزایش فشار را با حدود کمتر از ۱۲٪ خطا نشان می دهند، که این خطاها فقط در حوزه ۱۵ تا ۳۰ درجه میل لنگ اتفاق افتاده است. البته برای فرض های $2L_f/3.55\eta$ و $r_f/3.55\eta$ فقط در یک حالت نمودار رسم شده است ولی در تمام حالات برنامه کامپیوتری برای این فرض ها اجرا شده است. همچنین برای مقایسه طرح احتراق آشفته شعله موج با طرح احتراق گردابه ای پیشگویی این طرح نیز در شکل ۲ ارائه شده و این نمودار همان نموداری است که توسط پولوس و هی وود [۳۲] به دست آمده است. همانطوری که در این شکل مشخص است، پیشگویی های فشار احتراق گردابه ای در اکثر فرآیندهای احتراق خیلی کمتر از میزان واقعی را نشان می دهد.

شکل ۳ مقایسه پیشگویی های مدل شعله موج را با نتایج آزمایشگاهی برای سه نسبت هم ارزی، نشان می دهد که این نسبت ها عبارتند از: نسبت هم ارزی ضعیف ($\phi = 0.868$)، نسبت هم ارزی نزدیک به استوکیومتری ($\phi = 0.981$) و نسبت هم ارزی غنی ($\phi = 1.119$).

r_f	(m)	شعاع شعله
S_L	(m/s)	سرعت آرام شعله منبسط نشده
S°_L	(m/s)	سرعت آرام شعله در دمای 298 K و فشار 1 atm برای مخلوط خالص سوخت و هوا
t	(s)	زمان
T_u	(K)	دما در ناحیه محترق نشده
U	(m/s)	سرعت متوسط جریان توده
u_k	(m/s)	سرعت کولموگروف
u_L	(m/s)	سرعت آرام شعله منبسط شده
u_T	(m/s)	سرعت آشفته شعله
u'	(m/s)	شدت آشفته‌گی
V_f	(m ³)	حجم ناحیه سوخته شده
\bar{V}_p	(m/s)	سرعت متوسط پیستون
y	(m)	بعد مکانی (در سیستم مختصات y, x)
α		پارامتر ثابت
β		پارامتر ثابت
ε	(m ² /S ³)	نرخ اتلاف انرژی جنبشی آشفته‌گی
η		مقیاس کولموگروف
μ_t	(N. m/s)	لزجت آشفته‌گی
ρ_u	(kg/m ³)	دانشیه مخلوط سوخت و هوا
ν	(m ² /s)	لزجت سینماتیک مخلوط سوخت و هوا
ϕ		نسبت هم‌ارزی



شکل (۱) ساختار گردابه‌های آشفته‌گی (اندازه گردابه‌های بزرگ متناسب با مقیاس انتگرالی l ، ریز مقیاس نیلور λ ، اندازه گردابه‌های کولموگروف η)

در اینجا نیز فرض $L_{max}/L_{min}=h_{gap}/3.55\eta=L_i/\eta$ پیشگویی‌های دقیق تری را نتیجه می‌دهد. دوباره همانند حالت قبلی منحنی‌های مربوط به بهترین فرض ترسیم شده‌اند و همان نتایج که در قسمت اثرات تغییرات بار عنوان شد، (در مورد وضعیت خطاها) به طور تقریبی در این قسمت نیز صادق است.

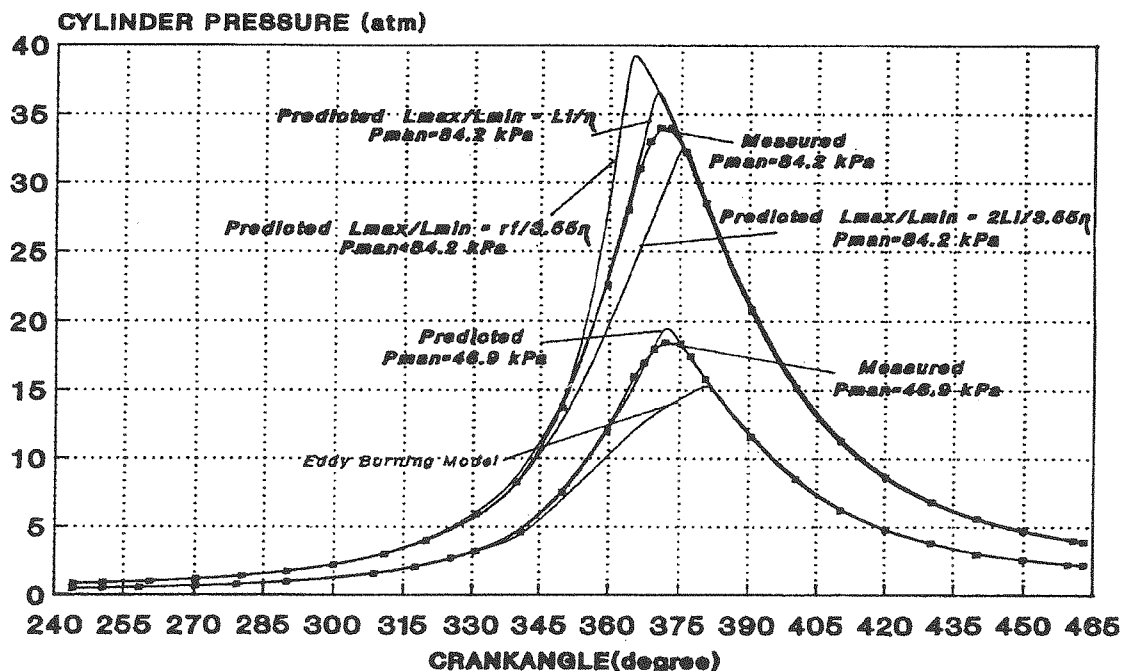
منحنی‌های کسر جرمی سوخته شده و کسر حجمی سوخته شده مربوط به پایین‌ترین و بالاترین بار در شکل‌های ۴ و ۵ آورده شده است. البته نتایج آزمایشگاهی در این مورد موجود نبوده است و تنها پیشگویی‌های طرح ارائه گردیده است.

فهرست علائم

A_L	(m ²)	سطح شعله آرام
A_T	(m ²)	سطح شعله آشفته
a		پارامتر ثابت وابسته به نسبت سوخت و هوا و نوع سوخت
B	(m)	قطر سیلندر
b		پارامتر ثابت وابسته به نسبت سوخت و هوا و نوع سوخت
C_3		ضریب ثابت غیرقابل تنظیم
C_{μ}		ضریب ثابت غیر قابل تنظیم
C_{β}		ضریب ثابت قابل تنظیم
$D3$		در مدل شعله موج
f		بعد موج
h_{gap}	(m)	نسبت گازهای باقیمانده
k	(N. m)	فاصله لحظه‌ای بالاترین نقطه پیستون تا بالاترین نقطه محفظه احتراق
K	(1/s)	انرژی جنبشی آشفته‌گی
KE	(1/s)	ضریب انبساط شعله وابسته به میزان انبساط
L_{max}		ضریب انبساط شعله وابسته به میزان کشش در گردابه‌های کوچک
L_{min}		ماکزیمم مقیاس چین خوردگی شعله
L_i		می‌نیمم مقیاس چین خوردگی شعله
m	(kg)	مقیاس انتگرالی آشفته‌گی
\dot{m}_e	(kg/s)	جرم به تله افتاده داخل سیلندر
\dot{m}_b	(kg/s)	نرخ جرم‌های خروجی از سیلندر
P	(Pa)	نرخ سوختن مخلوط سوخت و هوا
P	(N. m/s)	فشار داخل سیلندر
P	(N. m/s)	نرخ تولید انرژی جنبشی آشفته‌گی

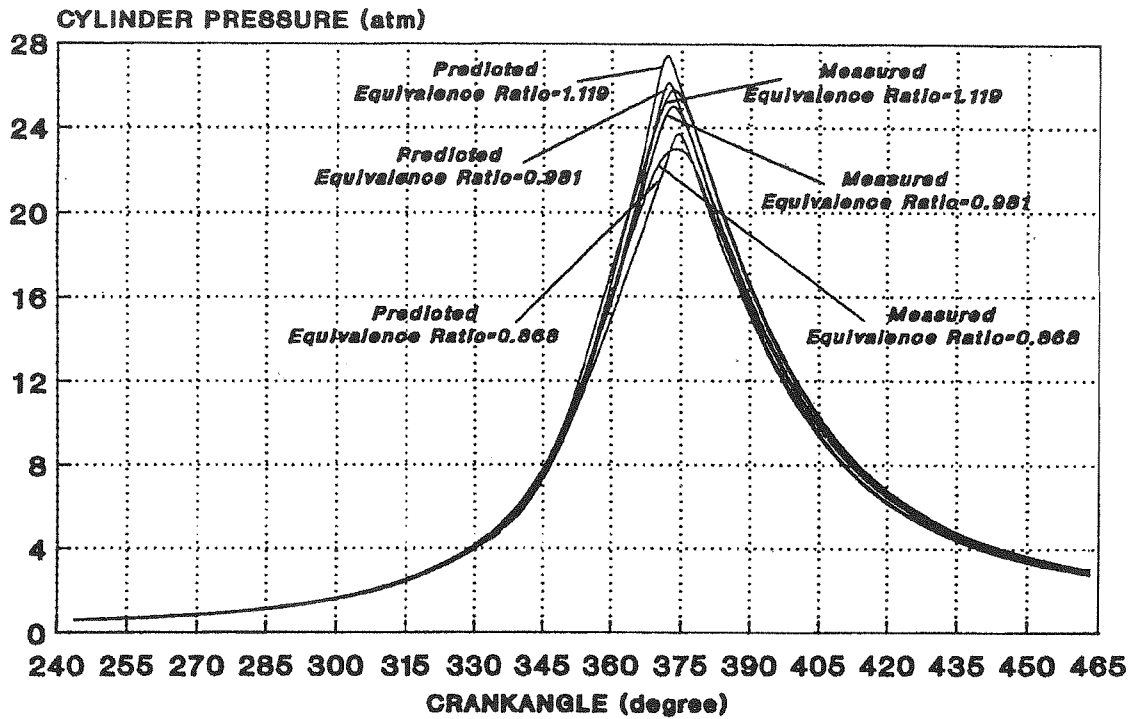
جدول (۱) مشخصات موتور پرنستون [۲۲]

۸/۵۶		نسبت تراکم
۱۰۵	(mm)	قطر سیلندر
۱۵۸	(mm)	طول شاتون
۱۲/۶	(mm)	لقی مربوط به حجم مرده
۲۴۳°	ATDC	زمان بسته شدن سوپاپ ورودی
۱۰۳°	ATDC	زمان باز شدن سوپاپ خروجی
۲۷°	BTDC	زمان جرقه زنی
۱۵۰۰	(RPM)	دور موتور
۴۰/۲		راندمان حجمی
۲۲/۱	(m ² /s ²)	انرژی جنبشی آشفتنگی در زمان بسته شدن سوپاپ ورودی
۲/۴۱	(m/s)	شدت انرژی آشفتنگی در زمان جرقه زنی
۱	(mm)	فاصله دهانه شمع
پروپان - هوا	$[\phi = 0.169]$	نوع مخلوط سوخت و هوا
۱۲	جرمی	نسبت کارمای باقیمانده

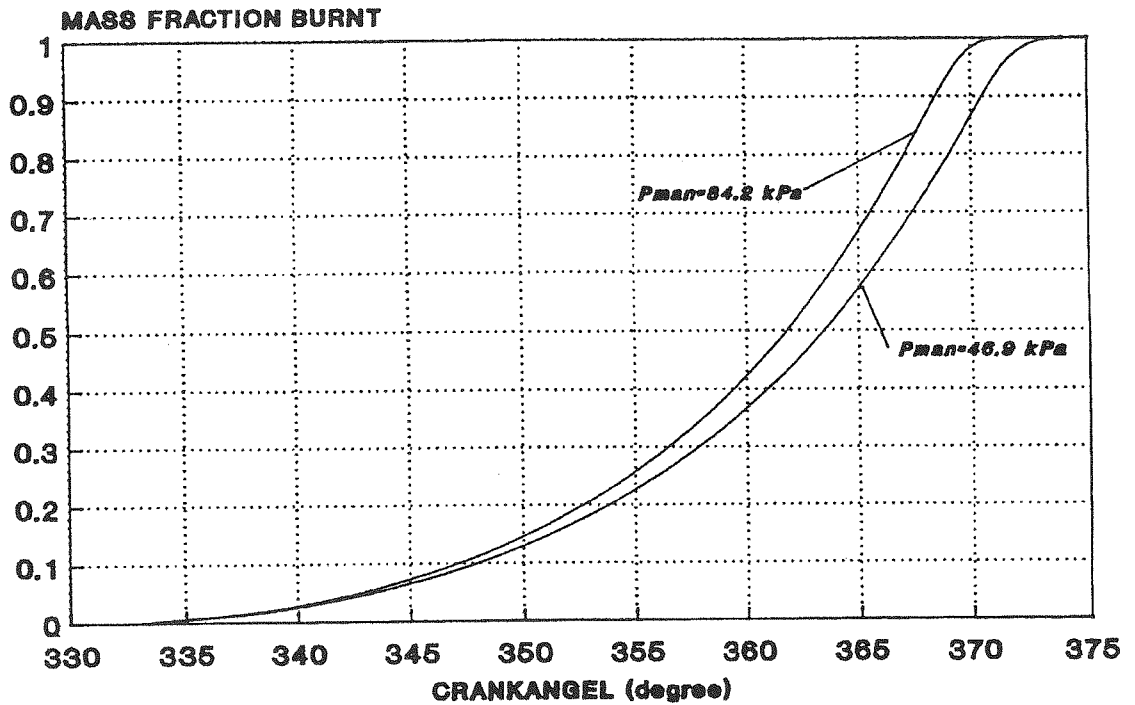


شکل (۲) مقایسه فشار پیشگویی شده با فشار اندازه گیری شده به ازاء بارهای متفاوت

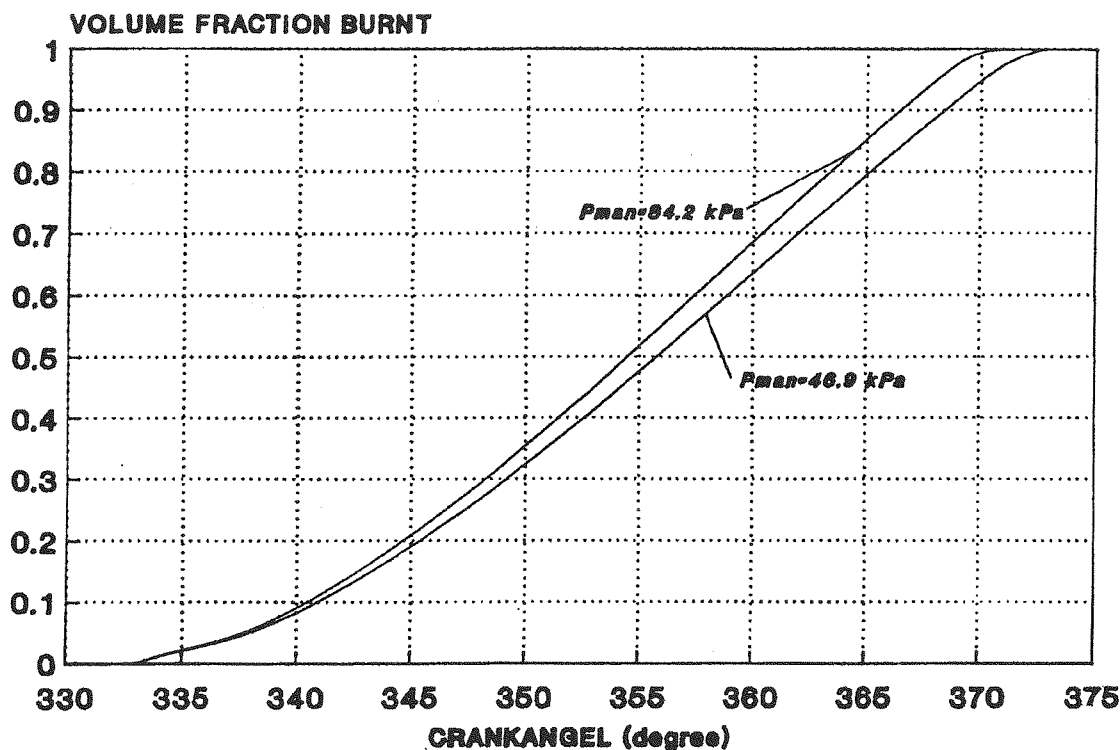
$$\phi = 0.168, 1500 \text{ rpm}, (\eta_{vol} = 30\%, P_{man} = 26/9 \text{ kPa} \text{ و } \eta_{vol} = 60\%, P_{man} = 82/2 \text{ kPa})$$



شکل (۳) مقایسه فشار پیشگویی شده با فشار اندازه گیری شده به ازاء نسبت های هم ارزی متفاوت
 $\eta_{vol} = \%20/10, P_{man} = 51/8 \text{ kPa}, 1500 \text{ rpm}, (\phi = 0.868 \text{ و } \phi = 0.981 \text{ و } \phi = 1.119)$



شکل (۴) مقایسه کسر جرمی سوخته شده به ازاء بارهای متفاوت
 $\phi = 0.868, 1500 \text{ rpm}, (\eta_{vol} = \%30/1, P_{man} = 46/9 \text{ kPa} \text{ و } \eta_{vol} = \%60/2, P_{man} = 82/2 \text{ kPa})$



شکل (۵) مقایسه کسر حجمی سوخته شده به ازاء بارهای متفاوت

$$\phi = 0.868, 1500 \text{ rpm}, (\eta_{\text{vol}} = \%30/1, P_{\text{man}} = 26/9 \text{ kPa} \text{ و } \eta_{\text{vol}} = \%06/2, P_{\text{man}} = 82/2 \text{ kPa})$$

مراجع

- [1] Chin, Y-W., Matthews, R.D., Nichols, S. P. and Kiehne, T. M. (1989), "Use of fractal geometry to model turbulent combustion in a quasidimensional engine code", Presented at the Spring Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute, Paper WSS / CI 89-27, Pullman, WA.
- [2] Chin, Y-W., Matthews, R.d., Nichols, S. P. and Kiehne T. m. (1989), "Use of fractal geometry to model turbulent combustion in SI engines", Combustion Science & Technology, 8(1-6), pp 1-30.
- [3] Mathews, R. D., and Chin, Y-W (1991), "A fractal-based SI engine model: comparisons of predictions with experimental data", SAE Paper 910079.
- [4] Wu C M., Roberts C E, Matthews R D. and Hall M.J. (1993), "Effects of Engine Speed on Combustion in SI Engines Comparisons of predictions of a Fractal Burning Model with Experimental Data, SAE Technical Paper 932714.
- [5] رضا آملی مقدم ترشیز. شبیه سازی اجتراق آشفته در موتورهای اشتعال جرقه ای با روش سطوح شعله موج (Fractal geometry) - پایان نامه کارشناسی ارشد - گروه مکانیک دانشکده مهندسی دانشگاه فردوسی مشهد - پاییز ۱۳۷۵.
- [6] Blumberg, P. N., Lavoie, G. A, and Tabaczynski, R. J. (1979), "Phenomenological models for reciprocating internal combustion engines", Progress in Energy and Combustion Science 5, pp 123-167.
- [7] Bizzard, N. C, and Keck, J. C. (1974), "Experi-

- mental and theoretical investigation of turbulent burning model for internal combustion engines”, SAE Technical Paper 740191.
- [8] Tabaczynski, R. j., Ferguson C. R. and Radhakrishnan, K (1977), “A turbulent entrainment model for spark ignition engine combustion”, SAE Technical Paper 770647.
- [9] Borgnakke, C., Arpaci, V, and Tabaczynski, R. J. (1980),” A model for the instantaneous heat transfer and turbulence in a spark ignition engine”, SAE Technical Paper 800287.
- [10] Borgnakke, C., Davis, G. C. and Tabaczynski, R. J. (1981),” Prediction of in-cylinder swirl velocity and turbulence intensity for an open chamber cup-in-piston engine”, SAE Technical Paper 810224.
- [11] Davis, G. C. and Borgnakke, C. (1982), “The effect of in-cylinder flow processes (swirl, squish, and turbulence intensity) on engine efficiency ; model predictions”, SAE Technical Paper 820045.
- [12] Gouldin, F. C. (1987), “An application of fractals to modeling premixed turbulent flames”, *Combustion & Flame* 68(3), pp 249-266.
- [13] Abraham, J., Williams, F. A. and Bracco, F. V. (1985), “A discussion of turbulent flame structure in premixed charges”, SAE Technical Paper 850345.
- [14] Shchelkin, K. I (1943), *Zh. Tekn. Fiz.* 13, pp 520-530 (English translation: NACA Tech. Memo 1110, 1947).
- [15] Gouldin, F. C., Hilton, S. M. and Lamb, T. (1988), “Experimental evaluation of the fractal geometry of flamelets”, 22nd Symposium (international) on Combustion, the Combustion Institute, Pittsburgh, pp 541-550.
- [16] Murayama, m. and Takeno, T. (1988), “Fractal-like character of flamelets in turbulent premixed combustion”, 22nd Symposium (international) on Combustion, the Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 551-559.
- [17] Mantzaras, J., Felton, p. G. and Bracco, F. V. (1988), “Three-dimensional visualization of premixed charge engine flames: island of reactants and products; fractal dimension; and homogeneity”, SAE Technical Paper 881635.
- [18] Fraser, R. A., Feltou, P. G., Bracco, F. V. and Santavicca, D. A. (1986), “Preliminary turbulence length scale in a motored engine”, SAE Technical Paper 860021.
- [19] Francke, Ch. and Peter N. (1990), “New aspects of the fractal behavior of turbulent flames” Poster Paper P82, 23rd Symposium (international) on Combustion, Orleans, France.
- [20] North, G. L., and Santavicca D. A. (1986), “Fractal analysis of premixed turbulent Flame structure”, presented at the Fall technical Meeting of the Eastern State Section of the Combustion Institute, San Juan, Puerto Rico.
- [21] Liou, D., North, G. L. and Santavicca, D. A. (1990), “A fractal model of turbulent flame kernel growth”, SAE Technical Paper 900024.
- [22] Groff, E. G. Alkidas, A. C. and Myers, J. P. (1981), “Combustion data for an axisymmetric homogeneous charge spark ignition engine”, General Motors Research Laboratories Report No. 3577.
- [23] Kuo, T. W. and Reitz, R. D. (1989), “Computation of premixed-charge combustion in pancake and pentroof engines”, SAE Technical Paper 890670.
- [24] Metghalchi, M, and Keck, J. C. (1982), “Burning velocities of mixture of air with methanol, iso-octane, and indolene at high pressure and temperature”, *Combustion & Flame* 48, pp 191-210.
- [25] Chung, S. H., and Law, C. K. (1988) , “ An integral analysis of the structure and propagation of stretched premixed flames”, *Combustion and Flame* 72, pp 325-336.
- [26] Law, C. K. (1988), “Dynamics of stretched flames”, 22nd Symposium (international) on

Combustion, the Combustion Institute, pittsburgh, pp 1381-1402.

- [27] Woschni, G. (1967), "A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine", SAE Technical Paper 670931.
- [28] Benson, R. S. (1977), Advanced Engineering Thermodynamics (second Edition), Pergamon press Ltd.
- [29] Heywood, J. B. (1988), Internal Combustion Engine Fundamental, McGraw-Hill, New York.
- [30] Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, B. E. (1986), "The properties of gases & liquids," McGraw-Hill, New York.
- [31] Barr, P. K., and Witze, P. O. (1986). "Some limitations to the spherical flame assumption used in phenomenological engine model", SAE Technical Paper 880129.
- [32] Poulos, S. G., and Heywood, J. B. (1983), "The effect of chamber shape on spark ignition engine combustion", SAE Technical Paper