

مدل سازی عددی جریان دوفازی اغتشاش ناهمسانگرد داخل سیلندر با استفاده از مدل اغتشاش تنش های رینولدز (RSM)

حسن خالقی (دانشیار)

حمید معتمدی دکاء (کارشناس ارشد)

امیر امیدوار (دانشجوی دکتری)

دانشکده فنی و مهندسی، بخش مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس

در این نوشتار مدل اغتشاش ناهمسانگرد تنش های رینولدز (RSM) در کد محاسباتی EPISO اعمال و نتایج با مدل همسانگرد $k - \epsilon$ برای حالت های تک فاز و دوفاز مقایسه شده که از هماهنگی مطلوبی برخوردار هستند. همچنین تأثیر جریان فاز گازی متلاطم غیرهمسانگرد داخل موتور بر شکل و پارامترهای ظاهری اسپری، طول نفوذ، نرخ تبخیر و توزیع بخار سوخت با مدل RSM مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج نشان می دهد که مدل RSM طول نفوذ اسپری را به داخل میدان کمتر از مدل $k - \epsilon$ پیش بینی می نماید. همچنین مدل غیرهمسانگرد RSM نرخ تبخیر اسپری را در محفظه احتراق بیشتر از مدل همسانگرد $k - \epsilon$ پیش بینی می کند. در واقع کوتاهتر بودن طول نفوذ پیش بینی شده توسط مدل RSM نیز ریشه در بالاتر بودن نرخ تبخیر در این مدل دارد.

واژگان کلیدی: اغتشاش، ناهمسانگرد، جریان داخل سیلندر، افشانه (اسپری)، مدل تنش های رینولدز (RSM).

۱. مقدمه

برای شبیه سازی جریان مغشوش در داخل موتور، تاکنون عمدتاً از مدل $k - \epsilon$ استاندارد استفاده شده است. در سال های گذشته تلاش های زیادی به منظور به کارگیری مدل های جدیدتر (نظیر فرم RNG مدل $k - \epsilon$ ، مدل $k - \epsilon$ غیرخطی، ASM و RSM) انجام شده است. در سال ۲۰۰۱ فرم RNG مدل $k - \epsilon$ برای استفاده در موتورهای احتراق داخلی اصلاح شد و در کد تجاری کیوا مورد استفاده قرار گرفت [۱]. همچنین در سال ۲۰۰۳ از مدل اغتشاشی ASM^۲ به منظور مدل سازی جریان در داخل موتور با استفاده از الگوریتم های پیرو و سیمپل در موتور دیزل استفاده شد [۲]. در همین سال (۲۰۰۳) نسخه های مختلف مدل تنش های رینولدز (RSM) در مرحله تراکم هوا در داخل موتور مورد استفاده قرار گرفت و نتایج آنها با هم مقایسه شد [۳]. در سال ۲۰۰۴، مدل تنش های رینولدز موجود در کد کیوا برای حل جریان داخل موتور اصلاح شد [۴]، و نیز نسخه ی غیرخطی مدل $k - \epsilon$ به منظور حل جریان داخل موتور با استفاده از الگوریتم غیرتکراری پیرو مورد استفاده واقع شد [۵]. امروزه این واقعیت پذیرفته شده است که در محاسبات جریان های مغشوش، به خصوص جریان های پیچیده، مدل های اغتشاشی مرتبه دوم (مدل های تنش های رینولدز) نسبت به مدل های مبتنی بر لزجت گردابه ای و تقریب بوزینسک در برآورد تنش های رینولدز به جواب های مطمئن تری نائل می شوند [۶].

در جریان داخل سیلندر عواملی نظیر اثرات دیواره ای و نیز پاشش افشانه ی سوخت با سرعت بسیار بالا به داخل محفظه سبب ناهمسانگری اغتشاشی القایی به فاز گازی می شوند. این امر باعث محدود شدن کاربرد مدل های مرتبه اول نظیر مدل $k - \epsilon$ استاندارد شده است. بنابراین به نظر می رسد که در چنین شرایطی مدل های اغتشاشی ناهمسانگرد (مدل های مرتبه دوم) -- مانند مدل RSM -- جزئیات جریان را بهتر مدل سازی کنند. کار بر روی مدل های اغتشاشی مرتبه دوم به طور مشخص توسط کولموگوروف در سال ۱۹۴۱ و چوو در سال ۱۹۵۴ آغاز شد [۷].

در سال ۱۹۵۱ علاوه بر تشریح اثر نوسانات فشار بر تنش های رینولدز در جریان های مغشوش، یک رابطه ی انتقال برای به دست آوردن توزیع مقیاس طولی جریان اغتشاشی در سراسر میدان جریان معرفی شد [۸]. نقطه ی عطف دیگر در توسعه ی مدل تنش های رینولدز حدود یک دهه ی بعد شکل گرفت. در این راستا، یک رابطه ی انتقال جدید به منظور تخمین نرخ استهلاك انرژی اغتشاشی جایگزین معادله ی مقیاس طولی شد. اما هر دو این رابطه ها به دلیل عدم دسترسی به ابزار محاسباتی مورد نیاز، به صورت مختصر و اجمالی مورد ارزیابی قرار گرفتند [۹].

در اواخر دهه ی ۶۰ و آغاز دهه ی ۷۰ میلادی، با توسعه ی رایانه در حوزه های نرم افزار و سخت افزار محاسبات مربوط به جریان های برشی غیرهمگن دوبعدی و با هندسه های ساده آغاز شد. گرچه در این نوع جریان ها نتایج مدل تنش های رینولدز

۲. معرفی اجمالی کد EPISO-II

در سال ۱۹۸۰ مدل سازی عددی اختلاط سوخت و هوا برای موتورهای رفت و برگشتی توسعه یافت^[۱۰]. در این مدل سازی از مدل جریان همگن محلی استفاده شد. محاسبات جریان افشانه به صورت جریان مجزای دوبعدی، و سپس به صورت جریان مجزای سه بعدی انجام شد که نتیجه های آن منجر به کدهای رایانه ای EPISO-II دوبعدی و سه بعدی شد^[۱۱]. این کد به روش حجم محدود و بر مبنای روش لاگرانژی-اویلری نوشته شده و محاسبات دوفازی در آن بر اساس روش تصادفی صورت می گیرد.

این روش بر اساس مدل قطرات مجزا (DDM)^۵ استوار است. کد رایانه ای EPISO-II یک کد تقارن محوری است که در آن هم بستگی فشار و سرعت در محاسبات جریان فاز پیوسته بر مبنای الگوریتم EPISO برقرار می شود (EPISO نسخه ای اصلاح شده الگوریتم غیر تکراری PISO است که برای محاسبات جریان در موتور ارائه شده است)^[۱۲]. در کد مورد نظر زیر مدل های شکست، تبخیر و برخورد وجود دارد. زیر مدل شکست قطرات به وسیله ای مدل شکست موجی، زیر مدل تبخیر بر مبنای معادلات بورمن و جانسون، و زیر مدل برخورد بر حسب مدل اوروکو و براکو محاسبه می شوند.

بدیده ی پراکنندگی اغتشاشی قطرات نیز اساس روش گام تصادفی^۶ محاسبه می شود. نتایج این کد با نتایج حاصل از کدهای بسیار معروف دنیا در زمینه ی مدل سازی جریان در موتورهای احتراق داخلی مانند KIVA و SPIC قابل مقایسه است^[۱۳].

۳. معادلات حاکم

۱.۳. معادلات فاز گازی

معادلات حاکم بر فاز گازی شامل معادلات بقاء جرم، اندازه حرکت، انرژی، اغتشاش و کسر جرمی بخار سوخت است.

معادله ی بقاء جرم عبارت است از:

$$\frac{\partial(\rho\theta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\theta)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho\theta v)}{\partial r} = S_{md} \quad (1)$$

که در آن ρ چگالی فاز گازی، u و v به ترتیب سرعت محوری و شعاعی، θ نسبت فضای اشغال شده توسط فاز گازی، و S_{md} نشان دهنده ی انتقال جرم از فاز مایع به فاز گاز در واحد زمان است^[۱۴، ۱۵]. معادلات بقاء اندازه حرکت نیز مشتمل است بر

الف) معادله ی بقاء اندازه حرکت محوری

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\theta u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho\theta u^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\theta uv) = \frac{\partial}{\partial x}(\mu\theta \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r\theta \frac{\partial u}{\partial r}) + S_{ud} + S_u - \theta \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

ب) معادله ی بقاء اندازه حرکت شعاعی

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\theta v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho\theta uv) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho\theta r v^2) = \frac{\partial}{\partial x}(\mu\theta \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu\theta \frac{\partial v}{\partial r}) + S_{vd} + S_v - \theta \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3)$$

که در آنها S_{ud} ، S_u ، S_{vd} و S_v عبارات ناشی از تأثیر فاز مایع بر فاز گازی است که باید در معادلات لحاظ شوند^[۱۴، ۱۵]. μ و p لزجت دینامیکی و فشار هستند.

برتری چندانی نسبت به مدل های لزجت گردابه ای نشان نداد، عملکرد بهترین مدل در محاسبه ی میدان های جریان با چرخش مجدد -- نظیر جریان در کانال های با مقطع مربعی و نیز جریان هایی با مرزهای پیچیده -- ضعف مدل های مبتنی بر لزجت گردابه ای را آشکار ساخت^[۱۶].

در سال ۱۹۶۸ هارلو و نوکایاما در آزمایشگاه لوس آلاموس، و نیز در سال ۱۹۷۰ دالی و هارلو با به کارگیری معادلات مشتقات جزئی، مدل کلی انتقال تنش های رینولدز و همین طور نرخ استهلاك انرژی اغتشاشی را توسعه دادند که پیش تر (در سال ۱۹۴۵) توسط چوو به عنوان راه حل پیشنهاد شده بود^[۱۷].

مهم ترین مشکلی که در مواجهه با مدل های تنش های رینولدز از همان آغاز وجود داشت، چگونگی مدل سازی فرایند بازگشت جریان مغشوش به حالت همگن است که در قالب عبارت کرنش- فشار ظاهر می شود. این عبارت در تولید و انتقال اغتشاش در معادلات تنش های رینولدز نقشی حیاتی دارد.

در جریان هایی که تحت تراکم شدید قرار دارند -- نظیر جریان در موتورهای احتراق داخلی -- عبارت کرنش- فشار از اهمیت زیادی برخوردار است^[۱۸]. به همین دلیل از زمان مطرح شدن مدل تنش های رینولدز تاکنون نسخه های متفاوتی از آن با هدف دست یابی به مدلی توانمندتر در محاسبه و تخمین مشخصات اغتشاشی جریان های مغشوش ارائه شده است که از جمله ای آنها می توان به مدل هانجیلیک و لاندر، مدل LRR^۳، مدل گیبسون و لاندر، مدل فوو، مدل اسپیرال، سارکار و گاتسکی، مدل شی و لاملی، و روش تخفیف بیضوی^۴ در محاسبه ی تنش های رینولدز توسط دوربین اشاره کرد^[۱۹].

در مورد شیوه های مناسب حل عددی جریان های پیچیده با مدل های تنش های رینولدز تحقیقاتی انجام شده است^[۲۰] و در نتیجه یک روش حل چند بلوکه ی ضمنی پیشنهاد شده است. همچنین تأثیر انتگرال گیری زمانی و مجزاسازی مکانی بر روش های هیبریدی گردابه های خیلی بزرگ و تنش های رینولدز بررسی شده است^[۸] در تحقیق دیگری، مدل های اغتشاشی $k - \epsilon$ و RSM در حل سه بعدی جریان در داخل یک کانال مورد ارزیابی واقع شدند^[۹] که طی آن، نسخه ی LRR برای حل جریان در داخل سیلندر در شرایط تک فاز و دوفاز مورد استفاده قرار گرفت.

نرخ تبخیر سوخت و همچنین طول نفوذ افشانه به داخل محفظه ی احتراق دو پارامتر عمده در طراحی موتورهای دیزل به شمار می روند. این دو پارامتر تأثیرات عمده ای بر احتراق سوخت و میزان آلاینده های ناشی از آن دارد. در این پژوهش تأثیر جریان فاز گازی متلاطم غیر همسانگرد داخلی موتور بر شکل و پارامترهای ظاهری افشانه، نرخ تبخیر و توزیع بخار سوخت با مدل RSM مورد مطالعه قرار خواهد گرفت.

در محاسبات انجام شده در این تحقیق، کلیه ی زیر مدل های جریان افشانه -- از جمله شکست قطرات، اندرکنش قطرات با یکدیگر، و نیز برخورد قطرات با دیواره های جامد محفظه و کاسه پیستون نیز مد نظر قرار گرفته است.

تحقیقات انجام شده در مورد الگوریتم های حل عددی در جریان داخل سیلندر نشان داده است که استفاده از الگوریتم غیر تکراری پیزو می تواند حجم محاسبات و مدت زمان را نسبت به الگوریتم تکراری نمونه تا ۷۰٪ کاهش دهد^[۲۱] -- در تحقیق مذکور فقط از مدل های ASM و $k - \epsilon$ استفاده شد. از آنجا که محاسبات مدل RSM به مراتب بیشتر از ASM است، استفاده از الگوریتم های محاسباتی مناسب نیز در استفاده از مدل RSM بسیار حساس و مورد توجه است. به همین دلیل در این نوشتار، از الگوریتم غیر تکراری EPISO -- نسخه ای اصلاح شده ی PISO برای محاسبات جریان دوفازی در داخل موتور -- استفاده شده است.

معادلات بقاء انرژی عبارتند از:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \theta h_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g \theta u_g h_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \theta v_g h_g) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_g}{\sigma_h} \theta \frac{\partial h_g}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_g}{\sigma_h} \theta \frac{\partial h_g}{\partial r} \right) + S_{hd} \quad (4)$$

که در آن σ_h عدد پراکتل جریان معشوش است [۱۶، ۱۵].

$$S_{hd} = -\frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\Delta t} \times \sum_k N_{d,k} \left[\frac{(D_{d,k}^n)^r (C_p T_{d,k})^{n-1}}{(D_{d,k}^o)^r (C_p T_{d,k})^o} \right] \quad (5)$$

معادله‌ی بقاء جرم بخار سوخت عبارت است از:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \theta f) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g \theta u_g f) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \theta v_g f) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_g}{\sigma_h} \theta \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_g}{\sigma_h} \theta \frac{\partial f}{\partial r} \right) + S_{md} \quad (6)$$

که f جزء جرمی بخار سوخت است. S_{md} نیز از روابط تبخیر به دست می‌آید [۱۶، ۱۵].

مدل جریان معشوش

اغلب مدل‌های مبتنی بر معادلات ناویر-استوکس متوسط‌گیری شده به روش رینولدز (RANS) بر پایه‌ی لزجت گردابه‌ی استوارند. در تخمین تنش‌های رینولدز ظاهر شده در معادلات اندازه حرکت از تقریب بوزینسک استفاده می‌کنند. مدل تنش‌های رینولدز (RSM) برخلاف این مدل‌ها، به حل مستقیم تنش‌های رینولدز می‌پردازد. این مدل نسبت به مدل‌های مبتنی بر لزجت گردابه‌ی، در جریان‌های پیچیده جواب‌های قابل اطمینان‌تری ارائه می‌کند. به طور کلی معادله‌ی انتقال تنش‌های رینولدز را می‌توان چنین بیان کرد [۲]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i^n u_j^n}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k \overline{u_i^n u_j^n}) = P_{ij} + D_{ij} - \rho \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} \quad (7)$$

که در آن P_{ij} بیان‌گر تولید تنش‌های رینولدز است که نیازی به مدل‌سازی ندارد و از رابطه‌ی ۸ قابل محاسبه است [۲]:

$$P_{ij} = -\rho \theta \left(\overline{u_i^n u_j^n} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_i^n u_j^n} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (8)$$

همچنین در رابطه‌ی ۷ عبارت D_{ij} نمایان‌گر پخش (انتشار) تنش‌های رینولدز است و از رابطه‌ی ۹ قابل محاسبه است [۲]:

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \theta \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i^n u_j^n}) \right) \quad (9)$$

که در آن μ_t لزجت اغتشاشی است و از رابطه‌ی ۱۰ به دست می‌آید [۱۵]:

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (10)$$

که در آن k و ε به ترتیب انرژی جنبشی معشوش و نرخ استهلاك انرژی اغتشاشی هستند. در رابطه‌ی ۷ عبارت Π_{ij} به عبارت کرنش-فشار معروف است که نقش بسیار مهمی در فرایند تولید و انتقال تنش‌های رینولدز و همچنین تعیین ساختار معشوش انواع جریان‌های معشوش دارد. بنابراین مدل‌کردن دقیق و صحیح این عبارت نقش مهمی در عملکرد صحیح مدل RSM در شبیه‌سازی جریان‌های معشوش خواهد داشت. عبارت کرنش-فشار را می‌توان به دو بخش تقسیم کرد [۲]:

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij1} + \Pi_{ij2} \quad (11)$$

که در آن عبارت Π_{ij1} (معروف به عبارت کند) فقط حاوی نوسانات سرعت است و عهده‌دار بازگرداندن اغتشاش به حالت همسانی است. این در حالی است که Π_{ij2} (معروف به عبارت سریع) عهده‌دار مدل‌سازی اثرات کرنش متوسط میدان جریان بر اغتشاش است. به همین دلیل در جریان‌هایی که در معرض تراکم شدید قرار دارند - نظیر جریان داخل موتورهای احتراق داخلی - این عبارت از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است.

عبارت کرنش-فشار تاکنون به طرق مختلف مدل‌سازی و مورد بررسی قرار گرفته است. مدلی که در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته، مدل اصلاح‌شده‌ی LRR برای جریان‌های تراکم‌پذیر است. این مدل به‌طور گسترده و برای جریان‌های مختلف استفاده شده و پایه‌ی برای مدل‌های پیچیده‌تر محسوب می‌شود [۲]. در این مدل عبارت Π_{ij1} از رابطه‌ی پیشنهادی ۱۲ به دست می‌آید [۲]:

$$\Pi_{ij1} = -C_{\nu} \rho \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i^n u_j^n} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}) \quad (12)$$

در مدل LRR عبارت Π_{ij2} چنین بیان می‌شود:

$$\Pi_{ij2} = \rho \lambda k (S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij}) + \rho \epsilon k (a_{ip} \delta_{jp} + a_{jp} a_{ip} - \frac{2}{3} a_{pq} S_{pq} \delta_{ij}) - \rho \epsilon k (a_{ij} S_{kk}) - \rho \epsilon k (a_{ip} \Omega_{jp} + a_{jp} \Omega_{ip}) \quad (13)$$

که در آن

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i^n u_j^n}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (14)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

و a_{ij} تانسور غیر همسانگردی تنش‌های رینولدز، S_{ij} تانسور کرنش جریان متوسط و Ω_{ij} تانسور چرخش جریان متوسط است [۲].

با تعریف دو متغیر باقی‌مانده (ε و k) دستگاه معادلات مدل RSM بسته می‌شود. برخلاف مدل‌های مبتنی بر تقریب بوزینسک که برای محاسبه‌ی k از یک معادله‌ی انتقال استفاده می‌کنند، در روش RSM پس از محاسبه‌ی تنش‌های رینولدز، مقدار k از رابطه‌ی ۱۷ محاسبه می‌شود:

$$k = \frac{1}{\gamma} (\overline{u_k^n u_k^n}) \quad (17)$$

برای جریان‌های معشوش تراکم‌پذیر، مقدار ε از رابطه‌ی ۱۸ محاسبه می‌شود.

$$\frac{\partial(\rho \theta \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho \theta U_k \varepsilon) = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \theta \rho \overline{u_i^n u_j^n} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\theta \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + C_{\varepsilon 3} \rho \theta \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (18)$$

ضرایب ثابت مدل LRR نیز در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱. ضرایب ثابت مدل LRR.

σ_h	σ_ε	σ_k	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	C_ν
۰٫۹	۱٫۳	۱٫۰	۰٫۰۹	۱٫۴۴	۱٫۹۲	-۱٫۰	۱٫۸

۲.۳. شرایط مرزی

بر روی جداره های سیلندر از توابع دیواره‌یی به عنوان شرایط مرزی استفاده شده است. در محور تقارن هم به جز مؤلفه‌ی سرعت شعاعی که برابر صفر فرض شده، برای سایر متغیرها از شرط گرادبان صفر استفاده شده است. برای مدل $k - \epsilon$ از شرایط مرزی پیشنهاد شده در سال ۱۹۹۰^[۱۷] و برای مدل RSM از شرایط مرزی پیشنهاد شده در سال ۱۹۹۶^[۱۸] استفاده شده است.

۳.۳. معادلات حاکم بر فاز مایع (لاگرانژی)

الف) معادلات مسیر قطرات در فاز گازی

$$u_d = \frac{dx_d}{dt} \quad (۱۹)$$

$$v_d = \frac{dr_d}{dt} \quad (۲۰)$$

ب) معادلات حرکت قطرات

با استفاده از قانون دوم نیوتن می‌توان معادله‌ی اندازه حرکت را برای هر قطره محاسبه کرد^[۱۲].

$$\frac{du_d}{dt} = k_d(u + u' - u_d) - \frac{\lambda}{\rho_d} \frac{dp}{dx} \quad (۲۱)$$

$$\frac{dv_d}{dt} = k_d(v + v' - v_d) - \frac{\lambda}{\rho_d} \frac{dp}{dr} \quad (۲۲)$$

که در آنها k_d بیانگر اثر اغتشاش فاز گاز توسط سرعت‌های نوسانی u'_g و v'_g بر روی قطرات است.

$$k_d = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho}{\rho_d} \frac{V_{rel}}{D_d} \quad (۲۳)$$

$$V_{rel} = \left[\left[(u + u') - u_d \right]^2 + \left[(v + v') - v_d \right]^2 \right]^{1/2} \quad (۲۴)$$

u_d و v_d مؤلفه‌های سرعت قطره، ρ_d و ρ_g جرم مخصوص فاز گازی و قطرات، C_D ضریب درگ قطرات، D_d قطر قطرات و V_{rel} سرعت نسبی بین دو فاز است. علامت ($'$) نشانگر مؤلفه‌های نوسانی سرعت فاز گاز است.

۴. اعتبار سنجی کد

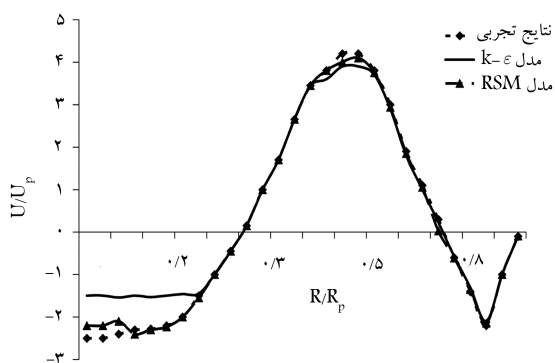
به منظور اعتبارسنجی نتایج محاسبات، در نخستین گام استقلال جواب‌ها از شبکه‌ی محاسباتی و نیز استقلال از گام زمانی مورد بررسی قرار گرفت. مسئله با سه شبکه بندی $30 \times 30 \times 30$ ، $40 \times 40 \times 40$ و $45 \times 45 \times 45$ و با گام‌های زمانی، 1 ، 0.75 ، 0.5 و 0.25 و زاویه‌ی لنگ، حل و نتایج مقایسه شدند. معلوم شد که با شبکه‌ی $30 \times 30 \times 30$ و با گام زمانی برابر با 0.25 زاویه‌ی لنگ شرایط استقلال از شبکه برقرار می‌شود. تحلیل و بررسی اندازه‌ی شبکه‌ی محاسباتی در کد EPISO بارها مورد بررسی قرار گرفته است^[۱۹]. در تمامی تحقیقات مذکور نشان داده شده است که شبکه‌ی $30 \times 30 \times 30$ غیر یکنواخت می‌تواند اطلاعات کافی و درستی را از جزئیات جریان در اختیار ما قرار دهد. ساختار شبکه به گونه‌ی است که با بالا آمدن پیستون و تراکم در سیلندر مش به راحتی منقبض شده و در این شرایط نیز ساختار غیریکنواخت خود را حفظ می‌کند. در مدل سازی جریان‌های دوفازی پراکنده با رهیافت اولی-لاگرانژی

معمولاً استفاده از شبکه‌های محاسباتی بسیار ریز امکان پذیر نیست، زیرا با ریز شدن شبکه احتمال پر شدن کامل یک سلول محاسباتی از مایع وجود دارد. در چنین حالتی پارامتر کسر خالی به سمت صفر میل کرده، باعث ایجاد نقطه‌ی تکین در معادلات می‌شود^[۲۰]. تحقیقات نشان داده است که با در نظر گرفتن 900 یا 1600 سلول محاسباتی در داخل محفظه‌ی احتراق موتور دیزل می‌توان جزئیات جریان فاز گازی را مشاهده کرد. تنها نکته‌ی که مطرح است بررسی جزئیات رفتار فاز مایع است که در این مورد از زیرمدل‌های جریان افشانه استفاده می‌شود. استفاده از زیرمدل‌های جریان افشانه (مانند شکست قطرات، برخورد قطرات با یکدیگر و همچنین برخورد قطرات با دیواره‌ی جامد) می‌تواند کاستی‌های ناشی از استفاده از مش محاسباتی نسبتاً درشت را در مدل سازی رفتار فاز مایع جبران کند^[۲۰].

متأسفانه نتایج مستند آزمایشگاهی متنوعی در مورد آزمایش موتور دیزل در دسترس نبود و در این مورد فقط می‌توان به نتایج تجربی گزارش شده‌ی پیشین^[۱۳،۲] اشاره کرد. این نتایج برای یک موتور دیزل با پیستون سرتخت و در زاویه‌ی لنگ 90 درجه در مقطع عرضی سیلندر با فاصله‌ی 15 میلی‌متر از سرسیلندر گزارش شده است. به همین دلیل سعی شد که به منظور اطمینان نسبی از صحت عملکرد کد رایانه‌ی، با تغییر هندسه‌ی پیستون از سرکاسه‌ی به سرتخت، نتایج با داده‌های تجربی موجود مقایسه شود. بدین منظور، در شکل ۱، پروفیل سرعت به دست آمده به کمک مدل تنش‌های رینولدز و نیز پروفیل سرعت پیش‌بینی شده به روش $k - \epsilon$ در شرایط مشابه، با نتایج تجربی موجود^[۱۳،۲] مقایسه شده است. چنانکه ملاحظه می‌شود نتایج کد رایانه‌ی و داده‌های تجربی در این مورد از انطباق خوبی برخوردارند.

با توجه به این‌که در زاویه‌ی لنگ 90 درجه جریان در داخل موتور به صورت تک فاز است، هماهنگی نتایج عددی و داده‌های تجربی در این حالت خاص نمی‌تواند متضمن صحت نتایج در شرایط دوفازی و پاشش سوخت باشد. بدین منظور لازم است نتایج کد در شرایط پاشش افشانه نیز به گونه‌ی اعتبارسنجی شود.

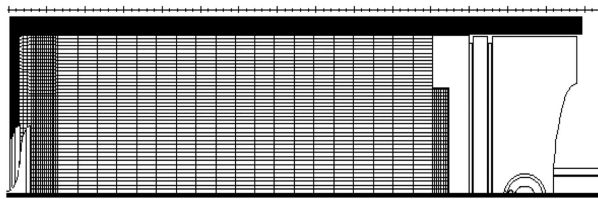
طول نفوذ افشانه در محفظه‌ی احتراق یکی از پارامترهای مهم در ساختار افشانه است که نقش بسیار مؤثری در عملکرد موتورهای احتراق داخلی ایفا می‌کند. به همین دلیل این پارامتر بسیار مورد توجه طراحان موتورهای احتراق داخلی است. یکی از روابطی که تخمین قابل قبولی از میزان طول نفوذ قطرات سوخت در داخل محفظه احتراق ارائه می‌دهد، رابطه‌ی شپیرو-دنت است^[۲۱]. این رابطه بر مبنای داده‌های تجربی و در مراحل اولیه‌ی پاشش سوخت ارائه شده است. در این بخش از پژوهش «طول نفوذ افشانه»ی به دست آمده با بهره‌گیری از مدل‌های اغتشاشی RSM و $k - \epsilon$ با طول پیش‌بینی شده توسط رابطه‌ی شپیرو-دنت مقایسه شد (شکل ۲).



شکل ۱. مقایسه‌ی پروفیل سرعت محاسبه شده در امتداد محوری با مدل‌های RSM و $k - \epsilon$ با نتایج تجربی گزارش شده^[۱۳،۲].

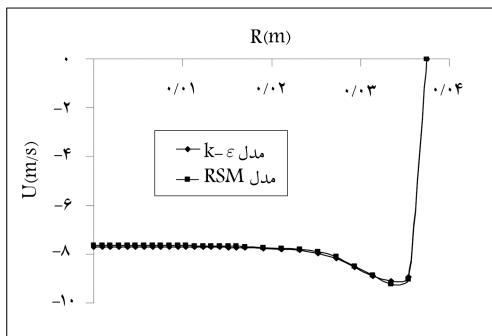
احتراق در مرحله‌ی تخلیه از پیستون‌های سرکاسه‌یی استفاده می‌شود، در این تحقیق سعی شده تا جریان داخل سیلندر در یک موتور دیزل با پیستون سرکاسه‌یی مورد مطالعه قرارگیرد. لازم به ذکر است که از نظر محاسباتی نیز، جریان در داخل محفظه‌ی احتراق با پیستون سرکاسه‌یی به مراتب پیچیده‌تر از پیستون سرتخت است. در این حالت مشخصات جریان به روش‌های RSM و $k-\epsilon$ با شبکه‌ی محاسباتی 30×30 و با استفاده از الگوریتم غیرتکراری EPISO برای پیستون سرکاسه‌یی انجام شده است. مرحله‌ی تراکم از زاویه‌ی لنگ 18° درجه آغاز می‌شود. جریان تا قبل از زاویه لنگ 341 درجه به صورت تک‌فاز است، اما از زاویه‌ی 341 پاشش سوخت به داخل محفظه‌ی احتراق آغاز می‌شود و جریان دوفازی می‌شود. پاشش سوخت تا کمی پس از پایان مرحله‌ی تراکم نیز ادامه دارد. در شکل ۳ نمایی از میدان حل محاسباتی نشان داده شده است.

پروفیل سرعت متوسط و شدت اغتشاش جریان داخل سیلندر در زاویه‌ی لنگ 30° درجه نیز به عنوان نمونه در شکل ۴ ارائه شده است. با مروری بر پروفیل‌های

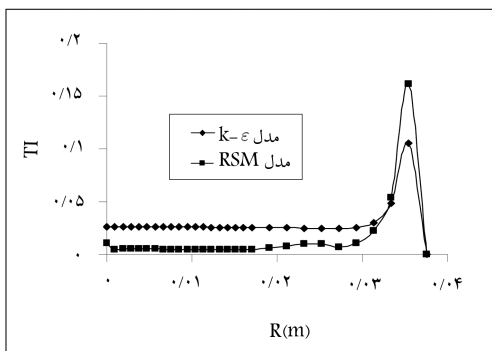


خط تقارن محوری

شکل ۳. نمایی کلی از میدان حل و شبکه محاسباتی.

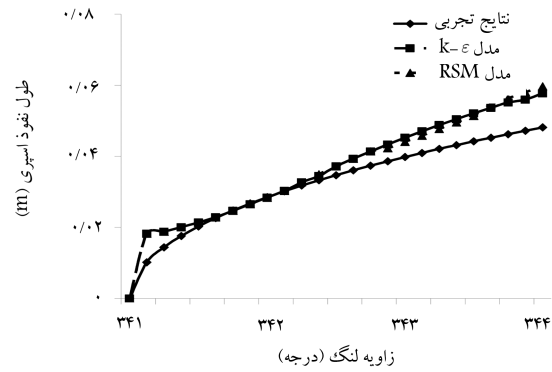


(الف)



(ب)

شکل ۴. پروفیل، (الف) سرعت متوسط و (ب) شدت اغتشاش در گره میانی سیلندر در زاویه لنگ 30° درجه.



شکل ۲. مقایسه‌ی طول نفوذ آفشانه‌ی سوخت در مراحل اولیه‌ی پاشش به داخل محفظه‌ی احتراق با مدل‌های تنش رینولدز و $k-\epsilon$ ، براساس رابطه‌ی تجربی شپیرو-دنت.

چنان که ملاحظه می‌شود نتایج در این بازه زمانی از هماهنگی خوبی برخوردارند؛ البته نتایج حاصل از مدل‌های اغتشاشی تنش‌های رینولدز و $k-\epsilon$ تا محدوده‌ی زمانی کوچکی بعد از شروع پاشش آفشانه با نتایج به دست آمده از رابطه‌ی شپیرو-دنت مطابقت دارد. توجه به این نکته ضروری است که در رابطه‌ی شپیرو-دنت هیچ پارامتری که مربوط به هندسه و نوع مرزهای محفظه‌ی احتراق باشد وجود نداشته و صرفاً پارامترهای ترمودینامیکی محفظه‌ی احتراق در آن لحاظ شده است؛ از طرفی این انتظار وجود دارد که شکل محفظه‌ی احتراق بر نرخ تبخیر و همین‌طور میزان نفوذ آفشانه اثرگذار باشد. به همین جهت منطقی به نظر می‌رسد که مقایسه‌ی مذکور در بازه زمانی کوتاهی پس از شروع پاشش که هنوز آفشانه از مرزهای محفظه‌ی احتراق تأثیر چندانی نپذیرفته، از صحت قابل قبول برخوردار باشد.

۵. مدل‌سازی جریان در سیلندر در مراحل تراکم و پاشش سوخت

پس از مقایسه‌ی نتایج کد رایانه‌یی با داده‌های آزمایشگاهی و تجربی در بخش پیشین، و حصول اطمینان نسبی از صحت عملکرد کد مذکور، در این مرحله از تحقیق محاسبات جریان داخل سیلندر در مراحل تراکم (تک‌فاز) و پاشش سوخت (دوفاز) به روش $k-\epsilon$ و RSM مورد مقایسه و تجزیه و تحلیل قرار خواهد گرفت. مشخصات هندسی و عملکردی موتور مورد مطالعه در جدول ۲ آمده است.

از آنجا که به دلیل ایجاد جریان‌های چرخشی قوی‌تر در داخل محفظه و به تبع آن ایجاد اختلاط بهتر در مرحله‌ی احتراق و همچنین خروج سریع و کامل محصولات

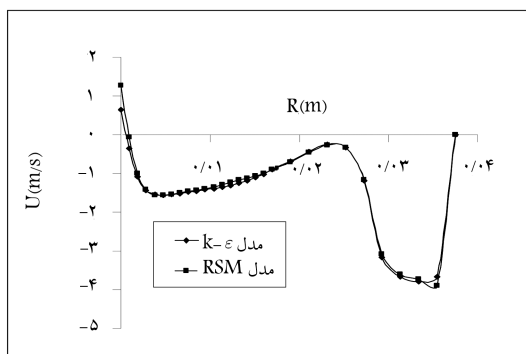
جدول ۲. مشخصات هندسی و عملکردی موتور.

۷۵	قطر سیلندر (mm)
۹۴	کورس (mm)
۱۰/۵	نسبت تراکم
۳۰۰۰	سرعت دورانی موتور (RPM)
۱۷	شعاع سوپاپ (mm)
۷/۳	حداکثر بازشدگی سوپاپ (mm)
۵۰	قطر کاسه سیلندر (mm)
۴	عمق کاسه سیلندر (mm)

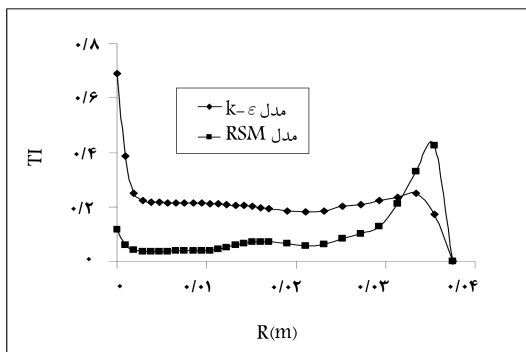
رسم شده در این شکل، درمی یابیم که تفاوت میان مقادیر سرعت در نواحی نزدیک دیواره بیشتر نمایان می شود.

منشأ این تفاوت به طور عمده ناهمسانگرد بودن رفتار اغتشاشی در مجاورت دیواره هاست که این امر در مدل سازی به روش $k-\epsilon$ لحاظ نمی شود. پروفیل شدت اغتشاش نیز به طور کلی روند مشابهی دارد. اما ذکر این نکته لازم و ضروری است که RSM در نواحی نزدیک به دیواره شدت اغتشاش را نسبت به مدل $k-\epsilon$ بیشتر پیش بینی می کند. علت عمده این اختلاف آن است که روش $k-\epsilon$ بر مبنای فرض اغتشاش همسانگرد استوار است و به همین دلیل خواص اغتشاش کمابیش یکسانی از نظر کیفی برای جریان ارائه می دهد. اما در جریان های محصور -- به خصوص جریان داخل سیلندر -- ماهیت اغتشاش غیرهمسانگرد است و هر چه به دیواره ها نزدیک تر شویم این ناهمسانگردی شدت بیشتری می یابد. به همین دلیل مدل اغتشاش تنش های رینولدزی که بر مبنای فرض اغتشاش ناهمسانگرد استوار است، به خصوص در نواحی نزدیک به دیواره اختلاف بیشتری را با نتایج مدل $k-\epsilon$ نشان می دهد. همچنین به منظور مقایسه ی عملکرد مدل های RSM و $k-\epsilon$ در جریان تک فاز داخل محفظه ی احتراق، نمودارهای توزیع سرعت متوسط و شدت اغتشاش در مقطع میانی محفظه در زاویه ی لنگ 34° درجه، در شکل ۵ آمده است. زاویه لنگ 34° در واقع مراحل پایانی تراکم تک فاز است، به طوری که در زاویه لنگ 341° پاشش اسپری آغاز خواهد شد.

ملاحظه می شود که در 34° درجه اختلاف میان پروفیل های سرعت و شدت اغتشاش پیش بینی شده توسط مدل های RSM و $k-\epsilon$ در نواحی نزدیک دیواره نسبت به حالت قبل (زاویه ی لنگ 30° درجه) بیشتر شده است. این امر بیانگر



(الف)



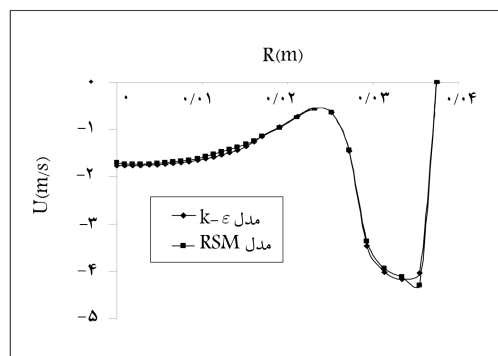
(ب)

شکل ۶. پروفیل، الف) سرعت متوسط و ب) شدت اغتشاش در گره میانی سیلندر در زاویه لنگ 342° درجه.

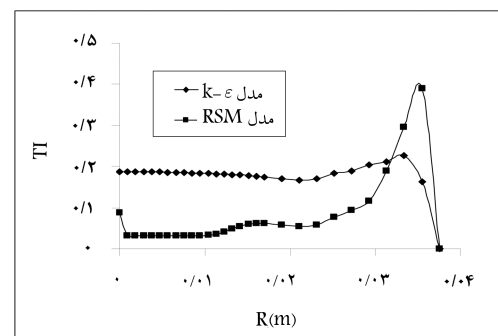
این حقیقت است که در مرحله ی تراکم جریان در داخل موتور، با افزایش زاویه ی لنگ رفتار جریان از حالت همسانگرد فاصله گرفته و رفتار غیرهمسانگرد اغتشاش چشمگیرتر می شود. در محاسبات، فرض شده که پاشش سوخت در زاویه ی لنگ 341° آغاز می شود.

در شکل ۶ پروفیل های مربوط به سرعت متوسط و شدت اغتشاش فاز گازی، کمی بعد از پاشش اسپری به داخل محفظه -- یعنی در زاویه ی لنگ 342° -- رسم شده است. با کمی دقت، معلوم می شود که در مراحل اولیه ی پاشش هنوز فاز گازی تحت تأثیر تزریق قرار نگرفته است، به طوری که همچنان ناهمسانگردی اغتشاش جریان ناشی از وجود دیواره هاست و هنوز اثرات اغتشاش غیرایزوتروپ ناشی از تزریق در فاز گازی احساس نشده است. به نظر می رسد که با ادامه ی پاشش، فاز گازی به شدت از جریان افشانه متأثر شود. از آنجا که پاشش سوخت به داخل محفظه با سرعت بسیار زیادی انجام می شود، اغتشاش چشمگیری در ناحیه ی نزدیک به اسپری در فاز گازی ایجاد می شود. در نواحی نزدیک به منطقه ی پاشش، به دلیل وجود گرادیان شدید سرعت، اغتشاش ایجاد شده در فاز گازی به شدت ناهمسانگرد است. به همین دلیل به نظر می رسد که مدل های اغتشاشی ناهمسانگرد (مانند RSM) نسبت به مدل های همسانگرد، در چنین مناطقی از جریان در داخل موتور نتایج بهتری را ارائه کنند.

به منظور بررسی و مدل سازی ناهمسانگردی جریان داخل سیلندر به دلیل پاشش سوخت، در شکل ۷ در زاویه لنگ 34° درجه پروفیل های سرعت متوسط و شدت اغتشاش در مقطع میانی سیلندر رسم شده اند. در این شکل نتایج با استفاده از مدل ناهمسانگرد RSM و مدل همسانگرد $k-\epsilon$ با یکدیگر مقایسه شده اند. اختلاف عمده ی دو روش در محاسبه ی مقدار سرعت متوسط در نقاط مجاور افشانه است؛

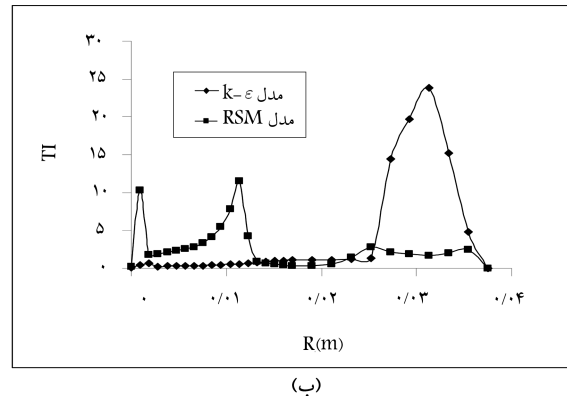
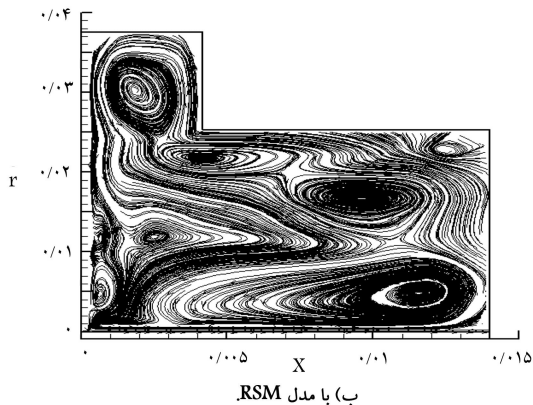
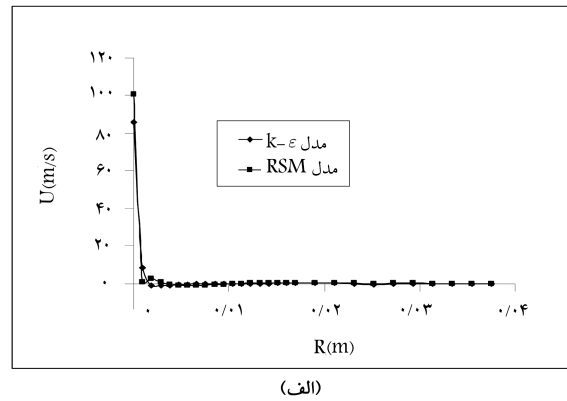
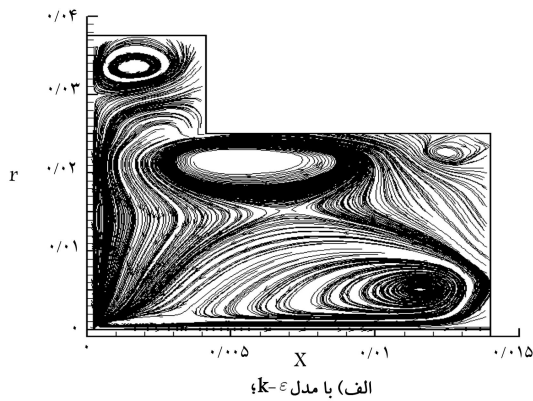


(الف)



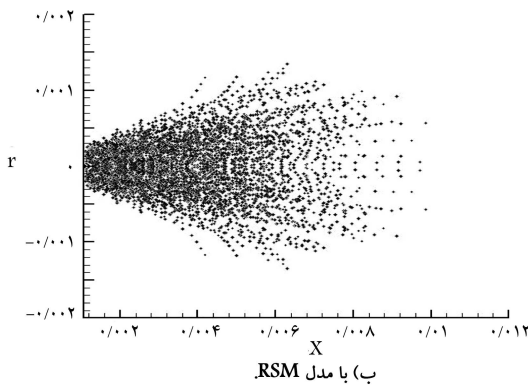
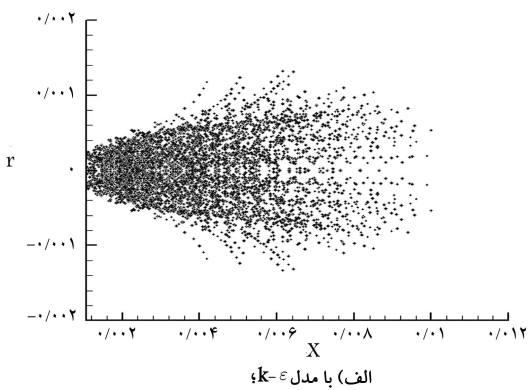
(ب)

شکل ۵. پروفیل، الف) سرعت متوسط و ب) شدت اغتشاش در گره میانی سیلندر در زاویه لنگ 34° درجه.



شکل ۸. خطوط جریان در داخل محفظه احتراق در زاویه لنگ ۳۶۰ درجه.

شکل ۷. پروفیل، الف) سرعت متوسط و ب) شدت اغتشاش در گره میانی سیلندر در زاویه لنگ ۳۶۰ درجه.



شکل ۹. ساختار اسپری در داخل محفظه احتراق در زاویه لنگ ۳۶۰ درجه.

با این حال این اختلاف در نقاط دیگر میدان نیز نفوذ کرده و باعث شده تا تفاوت نتایج این دو مدل نسبت به زاویه‌های قبلی بیشتر شود. همچنین ملاحظه می‌شود که توزیع شدت اغتشاش محاسبه شده توسط این دو مدل تفاوت‌های چشمگیری دارند. نتایج ارائه شده برای زاویه لنگ ۳۶۰ درجه حاکی از آن است که ناهمسانگردی جریان به دلیل پاشش افشانه به مرور در کل میدان نفوذ کرده است. بنابراین در مراحل انتهایی پاشش سوخت، ناهمسانگردی جریان فقط به نواحی نزدیک دیواره و همچنین در نقاط مجاور افشانه محدود نمی‌شود. در شکل ۷ ب) نفوذ اثرات ناهمسانگردی ناشی از افشانه به داخل میدان جریان فازگازی به خوبی مشهود است. در این شکل به روشنی دیده می‌شود که نتایج دو مدل RSM و $k-\epsilon$ تقریباً در تمام نقاط میدان متفاوت‌اند. به منظور مقایسه‌ی کیفی جریان داخل سیلندر در شرایطی که اثرات ناهمسانگردی جریان در کل میدان جریان نفوذ کرده، در شکل ۸ خطوط جریان در داخل محفظه با استفاده از دو مدل اغتشاش همسانگرد و ناهمسانگرد رسم شده است. در این شکل تفاوت‌های دو مدل $k-\epsilon$ و RSM بیشتر خود را نمایان می‌سازند. مدل $k-\epsilon$ در این شرایط وجود چهارگردهای بزرگ را پیش‌بینی می‌کند، در حالی که مدل RSM وجود گردهای بیشتری را در داخل محفظه‌ی احتراق پیش‌بینی می‌کند.

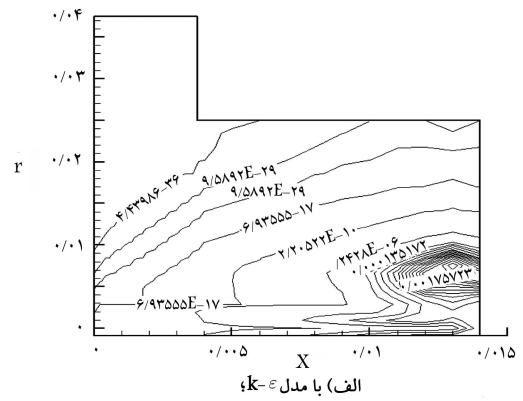
تاکنون کلیه‌ی نتایج ارائه شده پیرامون فازگازی داخل سیلندر بوده است. بد نیست در این بخش از تحقیق به بررسی ساختار افشانه، نرخ تبخیر و همچنین توزیع بخار سوخت پیش‌بینی شده توسط مدل‌های $k-\epsilon$ و RSM بپردازیم. در شکل ۹ نمایی کلی از ساختار افشانه با استفاده از مدل‌های اغتشاشی مذکور آمده است. شکل ۱۰ کانتورهای توزیع بخار سوخت در داخل محفظه‌ی احتراق را در نقطه‌ی

عوامل مهمی هستند که باعث ایجاد ناهمسانگردی اغتشاشی می شوند. بدین منظور در این تحقیق از مدل اغتشاشی غیرهمسانگرد RSM استفاده شده است.

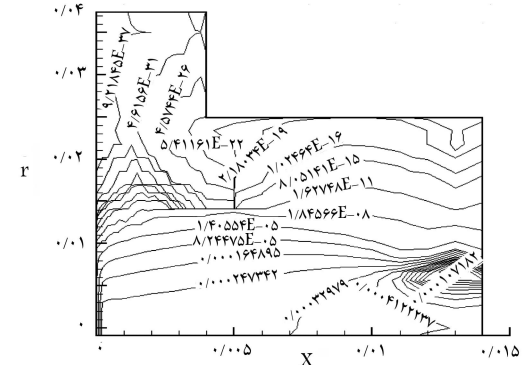
نتایج محاسبات با آنچه که $k - \varepsilon$ به عنوان یک مدل اغتشاشی همسانگرد پیش بینی می کند در شرایط تک فاز و دوفاز مقایسه شده است. مطالعات انجام شده نشان داد که در مراحل اولیه ی تراکم موتور که جریان تک فاز است و نسبت سطح به حجم محفظه ی احتراق هنوز چندان زیاد نیست، مدل های همسانگرد و غیرهمسانگرد نتایج مشابهی را ارائه می کنند. اما هرچه نسبت تراکم افزایش می یابد، نسبت سطح به حجم محفظه نیز بیشتر می شود. به همین دلیل اثرات دیواره یی محسوس تر بوده و به تبع آن ناهمسانگردی در تلاطم جریان بیشتر می شود؛ و در نهایت در انتهای مرحله ی تراکم تک فاز نتایج دو مدل کمی از هم فاصله می گیرند. اما این اختلاف چشم گیر نیست. با آغاز مرحله ی تزریق و تراکم دوفاز، انتظار می رود که اثرات ناهمسانگردی اغتشاشی در میدان افزایش یابد چرا که پاشش افشانه ی سوخت با سرعت بسیار بالا خود عاملی برای ایجاد اغتشاش ناهمسانگرد است. بررسی های انجام شده نشان داد که در مراحل آغازین پاشش که هنوز تمامی نقاط میدان از اثرات اندازه حرکت اسپری متأثر نشده، اختلاف میان نتایج مدل های RSM و $k - \varepsilon$ نسبتاً زیاد نیست. اما این اختلاف به مرور با نزدیک شدن پستون به نقطه ی مرگ بالا افزایش می یابد. یکی از دلایل مهم و مؤثر در اختلاف نتایج دو مدل را می توان قابلیت تراکم پذیری این نسخه از مدل اغتشاشی تنش های رینولدز دانست، چرا که در نسبت تراکم های زیاد نتایج مدل از نتایج مدل $k - \varepsilon$ فاصله می گیرد.

همچنین نتایج این تحقیق در مورد ساختار افشانه نشان داد که مدل RSM طول نفوذ افشانه را کوتاه تر از $k - \varepsilon$ پیش بینی می کند. این در حالی است که نرخ تبخیر قطرات افشانه در مدل RSM چشمگیرتر است. علاوه بر این، RSM توزیع گسترده تری را برای بخار سوخت در داخل محفظه ی احتراق پیش بینی می کند. به نظر می رسد که این موضوع را می توان چنین توجیه کرد که چون مدل RSM یک مدل ناهمسانگرد است، لذا در نزدیکی دیواره ها یا در مجاورت افشانه که خواص جهت یی میدان چشمگیر می شود، به دلیل ماهیت ناهمسانگردی مدل، این اثرات به جهت های دیگر انتقال نمی یابد. به همین دلیل ضعیف شدن لزجت اغتشاشی در یک راستا باعث ضعف آن در راستاهای دیگر نمی شود. بدین ترتیب در شرایطی که از مدل های ناهمسانگرد استفاده می شود لزجت اغتشاشی برآیند میدان، در مقایسه با زمانی که از مدل های همسانگرد استفاده می شود بیشتر است. این امر نفوذ و پخش خواص و گونه ها را در داخل میدان افزایش می دهد.

به طور کلی اختلاف اصلی نسخه ی LRR مدل RSM با مدل $k - \varepsilon$ علاوه بر ناهمسانگرد بودن آن، قابلیت محاسبه ی تنش های رینولدز در شرایط تراکم پذیر است. بنابراین اختلاف نتایج این دو مدل ریشه در این تفاوت ها دارد، و به نظر می رسد که بررسی سهم هر یک از این عوامل در انحراف نتایج این دو مدل می تواند در تحقیقات آتی مورد توجه و ارزیابی قرار گیرد.



الف) با مدل $k - \varepsilon$



ب) با مدل RSM

شکل ۱۰. کانتورهای بخار سوخت در داخل محفظه احتراق در زاویه لنگ ۳۶۰ درجه.

مرگ بالا نشان می دهد. چنان که دیده می شود، مدل RSM توزیع یکنواخت تری را برای بخار سوخت پیش بینی می کند. علت این امر را می توان چنین توجیه کرد که در مناطقی که اثرات دیواره یی شدیدتر است مدل RSM به دلیل داشتن ماهیت ناهمسانگردی، اثرات دیواره یی را به طور یکنواخت به داخل میدان منتقل نمی کند. لذا پدیده ی پخش اغتشاش در مدل RSM قوی تر از مدل $k - \varepsilon$ است. به همین علت مدل RSM اختلاط همگن تری را پیش بینی می کند.

۶. نتیجه گیری

در این نوشتار جریان مغشوش داخل سیلندر در یک موتور دیزل مورد بررسی و تجزیه و تحلیل قرار گرفت. معمولاً جریان داخل سیلندر از نظر اغتشاش همسانگرد نیست. اثرات دیواره یی و نیز پاشش افشانه ی سوخت به داخل محفظه ی احتراق از جمله

پانویس

1. Reynolds Stresses Model(RSM)
2. Algeloraic Stress Model(ASM)
3. Launder-Reece-Rodi
4. elliptic relaxation
5. discrete droplet model
6. random walk

منابع

1. Taner, F.X., Zhu, G.S., and Reitz, R.D. "A turbulence dissipation correction to the k-epsilon model and its effect on turbulence length scales in engine flow", *Int. Multidimensional Engine Modeling Users Group Meeting at the SAE Congress, Detroit* (March 2001).
2. Khaleghi, H., and Fallah, E. "Iterative and non-iterative

- solutions of engine flows using ASM and $k-\varepsilon$ turbulence models”, CFD conference, Ontario, Canada (2003).
3. Maozhao X.; Wence S., and Fang L. “Study on the rapid pressure-strain rate in the second-moment closure for turbulent flows undergoing strong compression and large distribution”, *Computer and fluids*, **32**, pp. 275-286 (2003).
 4. Hanjalic, K. “Advanced turbulence closure models: a view of current status and future prospects”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **15**(3), pp. 178-203 (1994).
 5. D.D. Ganji, H. Khaleghi, Effect of nonlinear k-e turbulence model on the spray performance in a two-phase flow, *Sharif Journal of Science and Technology*, 21, (29), pp.47-56 (2005)
 6. Brian E.L. “Second moment closure: Present... and future?” *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **10**(4), pp. 282-300 (1989).
 7. Gerolymos, G.A., and Vallet, I. “Advances in the numerical computation of complex flows using reynolds stress models”, 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conf., Miami, USA (2007).
 8. Gerolymos, G.A., and Vallet, I. “Influence of temporal integration and spatial discretization of hybrid RSM-VLES computations”, 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conf., Miami, USA (2007).
 9. Gerolymos, G.A., and Vallet, I. “Reynolds-stress model computation of 3D duct flows”, 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conf., Miami, USA (2007).
 10. Gosman, A.D.; Johns, J.R., and Watkins, A.P. “Computer analysis of fuel-air modeling in direct injection engines”, SAE 800091 (1980).
 11. Watkins, A.P., and Khaleghi, H. “Three dimensional diesel engine spray modeling”, *Mech. Int. Sump. On Computers in Engine Technology*, Cambridge, (1987).
 12. Khaleghi, H., and Watkins, A.P. “Calculation of 3D diesel spray into curvilinear piston bowls”, *ASME Sump. On Auto. Engine Tech*, pp. 87-FE-I, Dallas (1987).
 13. Ahmadi, B.; Gosman, A.D.; Issa, R.I., and Watkins, A.P. “EPISO-an implicit non-iterative solution procedure for the calculation of flows in reciprocating engine chambers”, *Comp. Math. Appl. Mech. Eng.*, **79**, pp. 249-279 (1990).
 14. Dwyer, H.A. “Calculation of droplet dynamics in high temperature environments”, *J. Energy Comb. Sci.*, **15**, pp. 131-158 (2000).
 15. Khaleghi, H. and Hosseini, S.M. “Numerical modeling of spray combustion in DI diesel engine using partially stirred reactor (PaSR) model”, CFD conference, Ontario, Canada (2003).
 16. D. D. Ganji, H. Khaleghi, Liquid spray modeling and parametric study of two-phase flow in combustion chamber, *Iranian J. Chem. and Chem. Eng.*, **23**, (2), pp. 26-31 (2004).
 17. Ahmadi-Befrui, B.; Gosman, A.D.; Jahanbakhsh, A., and Watkins, A.P. “The DICE computer codes for prediction of laminar and turbulent flow and heat transfer in idealized motored diesel engine combustion chambers”, Imperial College of Science and Technology, Mech. Eng. Department, Fluids section (November, 1990).
 18. Wizman, V.; Laurance, D.; Kanniche, M.; Durbin, P., and Demuren, A. “Modelling near-wall effects in second-moment closures by elliptic relaxation”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **17**, pp. 255-266 (1996).
 19. Abbasi, H. Numerical study of spray-wallimpaction in internal combustion engines, MSc Thesis, Tarbiat Modares University (2005).
 20. Reitz, R.D. “Computer modeling of sprays, spray technology short course”, Pittsburgh, PA, (1996).
 21. Sazhin, S.; Crua, C.; Kennaird, D., and Heikal, M. “The initial stage of fuel spray penetration”, *Fuel*, **82**, pp.875-885 (2003).