

بررسی دینامیک جریان برشی محوری گذربحرانی در شعله فوق سرد متان-اکسیژن مایع و هیدروژن-کسیژن مایع با استفاده از SLFM گاز واقعی

حامد زینی‌وند^{۱*}، علی سروری^۲ و محمد فرشچی^۳

۱- دانشجوی دکترا، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا، تهران، ایران، zeinivand_hamed@ae.sharif.ir

۲- دانشجوی دکترا، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا، تهران، ایران، ali.sarvari@chmail.ir

۳- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا، تهران، ایران، farshchi@sharif.edu

* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۹۹/۰۶/۰۷، دریافت آخرین اصلاحات: ۹۹/۰۹/۲۱، پذیرش: ۹۹/۱۰/۲۴)

چکیده: در مقاله حاضر، دینامیک جریان شعله‌های گذربحرانی برشی محوری متان-اکسیژن مایع و هیدروژن-اکسیژن مایع مورد بررسی قرار گرفته است. به‌منظور صحت‌گذاری، نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی با نتایج تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است. از مدل k-ε استاندارد برای شبیه‌سازی آشفستگی استفاده شده است. به‌منظور برهمکنش احتراق و آشفستگی، از مدل فلیملت پایا (SLFM) با جداول گاز واقعی استفاده شده است. جداول مربوط به مدل فلیملت در شرایط گاز واقعی از نرم‌افزار منبع باز کانترا استخراج شده است. در ابتدا مشاهده می‌شود که علی‌رغم تفاوت قابل توجه در فضای فیزیکی بین شرایط گاز واقعی و گاز ایدئال برای شعله متقابل در محیط کسر مخلوط تفاوت قابل توجهی وجود ندارد، با این حال، در شرایط نزدیک خاموشی تفاوت بین حال گاز واقعی و گاز ایدئال وجود دارد. با بررسی رفتار شعله گذربحرانی برشی محوری مشاهده می‌شود که تاثیر عمده در شکل شعله ناشی از تغییرات نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده است. با افزایش میزان نسبت شار جرمی سوخت به اکسنده، به دلیل افزایش گرانیوی آشفستگی و در نتیجه انتقال حرارت به هسته چگال اکسیژن، پدیده شبه‌جوشش با سرعت و نرخ بیشتری رخ می‌دهد و در نتیجه طول شعله کاهش می‌یابد. در شعله متان-اکسیژن مایع، به دلیل چگالی بیشتر متان، در نسبت شار جرمی‌های کمتر (در حدود ۵)، گردابه پیشانی شعله شکل می‌گیرد، در حالی که برای شعله هیدروژن در نسبت شار جرمی ۲۵ گردابه پیشانی شعله شکل می‌گیرد.

کلیدواژه‌گان: پاشش گذربحرانی، احتراق فرابحرانی، پدیده شبه‌جوشش، مدل فلیملت پایا، نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده

مقدمه

بسیاری از سیستم‌های ساخته دست بشر به‌نحوی از احتراق و واکنش مواد به‌عنوان مولد توان خود استفاده می‌کنند. از جمله این موارد می‌توان به پیش‌ران‌های هوایی-فضایی، موتورهای احتراق داخلی، توربین‌های گاز مولد قدرت، کوره‌ها، دیگ‌های بخار و غیره اشاره کرد. در عین حال، امروزه، تمایل در این است که برای افزایش بازده و عملکرد (و با توجه به بهبود مشخصات مواد و پروسه‌های ساخت) سیستم‌های احتراقی در فشارهای بالاتری کار کرده و فرایند احتراق در فشارهای بالاتر صورت گیرد. موتورهای توربینی پرنده امروزه در فشاری در حدود ۳۰ بار فعالیت می‌کنند. این مقدار به‌صورت تقریباً خطی در ۵۰ سال اخیر افزایش پیدا کرده است و پیش‌بینی می‌شود که همچنان این روند ادامه داشته باشد [۱]. مثال دیگر موتورهای دیزل است که فشار پس از اشتعال به محدوده ۶۰ اتمسفر می‌رسد [۲، ۳]. در بسیاری از موتورهای راکتی سوخت مایع، یکی از پیش‌رانه‌ها به‌صورت مایع وارد محفظه احتراق می‌شود، در حالی که دمای آن پایین‌تر از دمای بحرانی ترمودینامیکی و فشار آن بالاتر از

فشار بحرانی است (شرایط گذر بحرانی) [۴]. در چنین شرایطی، چنانچه سوخت مایع در محدوده‌های دمایی و فشاری بالاتر از نقطه بحرانی خود قرار گیرد، شرایط متفاوتی به لحاظ رژیم جریان، شرایط ترمودینامیکی و شکل شعله به وجود می‌آید که موضوع مطالعه این روزهای حوزه‌های دانشی احتراق و مکانیک سیالات است.

در شرایط پاشش یک جریان سیال به داخل یک محفظه، با فشار (و دمای) پایین‌تر از نقطه بحرانی سیال، کشش سطحی بین سیال و محیط نقش قابل توجهی در رفتار سیال و جریان ایفا می‌کند. در این هنگام، تبخیر سیال و پس از آن اختلاط با محیط حامل نقش مهمی در مقیاس زمانی فرایندهای فیزیکی و شیمیایی مانند احتراق ایفا می‌کنند و با توجه به چشمگیر بودن مقیاس زمانی تبخیر در مقایسه با مقیاس زمانی فرایندهای مهمی مانند واکنش و اختلاط، نقش اصلی در کنترل فرایند برعهده تبخیر است [۵، ۶]. در حین پاشش یک سیال در شرایط مادون بحران با توجه به عدد وبر جریان جت، هسته اصلی جریان و قطرات در طول جت تشکیل می‌شود و در نهایت قطرات نهایی در اثر افزایش سطح به حجم بخار می‌شوند. در شرایطی که فشار محفظه به فشار بیش از نقطه بحرانی سیال افزایش پیدا کند، شرایط رفتاری سیال به لحاظ ترمودینامیکی و انتقال تغییر می‌کند. در این حالت دیگر نمی‌توان فرض گاز ایدئال را به کار برد و لازم است تا از فرض‌های مربوط به شرایط فشار بالا به خصوص برای واکنش‌دهنده‌ها استفاده کرد. به عبارت دیگر، در این حالت خواص ترمودینامیکی و انتقالی سیال از شرایط گاز ایدئال تبعیت نمی‌کند و باید شرایط گاز واقعی را در محاسبات لحاظ کرد [۷]. میر و همکارانش [۸] اولین افرادی بودند که تفاوت رفتار جریان فرابحرانی و زیربحرانی را به نمایش گذاشتند. آن‌ها مطالعات خود را برای نیتروژن مایع-هلیوم گازی و اکسیژن مایع-هیدروژن گازی برای انژکتور برشی محوری انجام دادند. با محوشدن نیروی کشش مولکولی بین سطوح، شرایط تبخیر از اهمیت خارج می‌شود و فرایند اختلاط کاملاً وابسته به دیفیوژن می‌شود.

در شرایط فرابحرانی، به دلیل از بین رفتن کشش سطحی و همچنین آنتالپی تبخیر، جت یک شرایط گاز-گاز را تجربه می‌کند. با این حال، در این شرایط، مشخصات مربوط به تغییرات سریع ویژگی‌های ترمودینامیکی (مانند چگالی، گرمای نهان تبخیر و سرعت صوت) به شدت بر رفتار جت فرابحرانی تاثیرگذار است. با توجه به اینکه در شعله‌های غیرپیش‌آمیخته، اختلاط فرایند غالب است، اختلاف بین اختلاط در شرایط فرابحرانی و زیربحرانی اختلاف در پایداری شعله و دینامیک احتراق را در محفظه احتراق موتورهای سوخت مایع تعیین می‌کند [۹، ۱۰].

فایت و همکاران [۱۱، ۱۲] با مطالعه رفتار مخلوط‌های دومولفه‌ای سیستم‌های پیشران‌ش در شرایط فشار بحرانی اشاره کرده‌اند که برای هیدروکربن‌ها در شرایط مخلوط فشار بحرانی دو تا سه برابر بیشتر از حالت خالص است. در این حالت، مرز بین ماده تزریق شده و محیط اطراف به صورت کامل محو نمی‌شود. برای این حالت آن‌ها مدل‌هایی براساس تئوری گرادیان ارائه کرده‌اند.

اسمیث و همکارانش [۱۳] به صورت تجربی یک جریان محوری واکنشی فرابحرانی هیدروژن گازی-اکسیژن مایع را مورد بررسی قرار داده‌اند. آن‌ها داده‌های مربوط به دو فاصله محوری ۵۰ و ۸۰ میلی‌متری از انژکتور را چندین بار اندازه‌گیری کرده‌اند. در فاصله محوری ۵۰ میلی‌متری ۴ نقطه و در فاصله ۸۰ میلی‌متری ۵ نقطه به عنوان نقاط اندازه‌گیری تعیین شده است. نکته قابل توجه در اندازه‌گیری‌ها وجود رفتار شدید دو حالتی^۱ در تاریخچه دماهای اندازه‌گیری شده در فاصله ۸۰ میلی‌متری است. آن‌ها اشاره کرده‌اند که این رفتار دو حالتی می‌تواند حاصل برهمکنش و ترکیب چندین نوع پدیده شامل اثر جریان هیدروژن خنک‌کاری، اغتشاشات شدید یک شعله آشفته و در نهایت نوسانات هسته جریان با چگالی بالا اکسیژن باشد. نوسانات جت اکسیژن مایع توسط میر و تمورا [۱۴] نیز گزارش شده است و آن‌ها از این نوسان به عنوان ناپایداری ماریپیچی یاد کرده‌اند. ضخامت لایه برشی و ناحیه واکنش در امتداد محور و در اثر کوپل شدن احتراق آشفته با ناپایداری ماریپیچی هسته اکسیژن مایع، افزایش پیدا می‌کند.

سینگلا و همکارانش [۱۵] براساس محفظه احتراق ماسکوت^۱ شرایط احتراق متان-اکسیژن را در شرایط فرابحرانی به صورت عددی و تجربی مورد بررسی قرار داده‌اند. مطالعه آن‌ها براساس دو شرایط جریان متفاوت (منظور دبی جرمی متفاوت) است. در شرایط دبی کمتر، یک شکل جریان حباب لامپی شکل در پایین دست و در هسته شعله ایجاد می‌شود که این شرایط با افزایش دبی (و در نتیجه سرعت جریان) در حالت دوم از بین می‌رود و شکل حباب لامپی شکل جریان دچار تغییر می‌شود و شعله در اطرف جریان اکسیژن شکل می‌گیرد. آن‌ها برای مدل‌سازی عددی از مدل احتراقی تعادلی تابع احتمال پیش فرض^۲ استفاده کرده‌اند و برای اعمال شرایط گاز واقعی از مدل SRK^۳ استفاده کردند. سینگلا و همکارانش [۱۶] نشان داده‌اند که شعله فرابحرانی اکسیژن مایع و متان مایع بیشتر به نوسانات ورودی حساس است و در نتیجه کمتر از شعله اکسیژن-هیدروژن پایدار است. سالگوس و همکارانش [۱۷] به صورت تجربی جریان واکنشی محوری و پیچشی کروژن-اکسیژن را در شرایط فرابحرانی مورد بررسی قرار داده‌اند و تفاوت تشکیل شعله در شرایط محوری و پیچشی را مورد اشاره قرار داده‌اند. به موازات تحقیقات تجربی، شبیه‌سازی‌های عددی توسط زونگ و همکارانش [۱۸] برای بررسی رفتار احتراق فشاربالای اکسیژن مایع و متان در یک انژکتور محوری برشی انجام شده است. چندین نکته مهم در تحقیقات آن‌ها حاصل شده است. میدان جریان انژکتور می‌تواند توسط سه لایه اختلاطی که از ادامه لبه پشتی دو لوله هم‌مرکز انژکتور نشأت می‌گیرد شناسایی شود. در نتیجه تکانه نیرومند جریان اکسیژن و چگالی پایین متان، یک شعله با چیرگی دیفیوژن ایجاد می‌شود که محل پایداری و لنگرگاه آن در منطقه گردابه^۴ نوک اکسیژن قرار دارد و در امتداد مرز جریان اکسیژن به سمت پایین دست منتشر می‌شود. علاوه بر آن، با افزایش سرعت متان، اختلاط افزایش می‌یابد و هسته اصلی جت‌های متان و اکسیژن کاهش می‌یابد. در ادامه، زونگ و همکارانش [۱۹] و هو و همکارانش [۲۰] رفتار مدل‌های مختلف احتراقی (از جمله مدل فلیملت) را در شبیه‌سازی جریان واکنشی فرابحرانی متان-اکسیژن مورد بررسی قرار داده‌اند. برای احتراق اکسیژن-هیدروژن امکان استفاده از سینتیک کامل وجود دارد (برای مثال زنجیره واکنشی با ۱۰ جزء و ۴۰ واکنش شیمیایی)، ولی برای احتراق اکسیژن/هیدروکربن‌ها (به ویژه هیدروکربن‌های سنگین مانند کروژین)، که دارای صدها جزء و هزاران واکنش شیمیایی است، امکان استفاده از مکانیزم کامل شیمیایی وجود ندارد.

گیورگی و همکارانش [۲۱] شرایط احتراق فرابحرانی متان-اکسیژن برای محفظه احتراق ماسکوت و با مدل‌های احتراقی مختلف مانند EDC^۵، ED-FR^۶، pre-PDF و هم مدل احتراقی فلیمت را شبیه‌سازی کرده‌اند. در شبیه‌سازی‌های آن‌ها شرایط حالت مایع نیز در برخی موارد دیده شده است. آن‌ها نشان داده‌اند که مدل Pre-PDF، در حالتی که شرایط جریان دو فاز (قطرات سوخت) به صورت اولبری-لاگرانژی فرض شده است، نتایج مناسبی ارائه داده است.

ایوانچیچ و میر [۲۲] مقیاس‌های زمانی فرایندهای حاکم بر جریان واکنشی فرابحرانی اکسیژن و هیدروژن را به صورت تجربی و عددی مورد بررسی قرار داده‌اند. آن‌ها به این نتیجه دست یافتند که مقیاس کولموگراف دارای اندازه در مقیاس $\tau_k \approx 1 \mu s$ است. مشخصات مقیاس زمانی شیمی می‌تواند توسط رابطه $\tau_c \approx \frac{D Y_i}{W_i \omega_i} \mu s$ تخمین زده شود. یک آنالیز سینتیکی احتراق فشاربالای هیدروژن-اکسیژن نشان می‌دهد که $\tau_c \approx 0.01 \mu s$ است. این مقیاسه نشان می‌دهد که عدد دامکهلر بسیار بزرگتر از یک است ($Da = \tau_k / \tau_c \gg 1$) و این مطلب بیان‌کننده این نکته است که شعله نازک و مقاوم است و می‌تواند به صورت موضعی به صورت یک لایه شعله آرام، که به تغییرات غیرپایا حساس نیست، در نظر گرفته شود. وجود برخی پدیده‌های منحصربه‌فرد مانند شبه‌جوشش در این جریان‌ها، چگالی بالا، که سبب چند برابر شدن عدد رینولدز جریان می‌شود و برخی موارد دیگر، از جمله چالش‌های قابل توجه جریان‌های واکنشی فرابحرانی است. بالاتر بودن عدد رینولدز در این جریان‌ها باعث

1. Mascotte
2. Pre-PDF
3. Soave-Rdelich-Kwong
4. Wake
5. Eddy Dissipation Concept
6. Eddy dissipation-Finite rate

افزایش هزینه محاسبات می‌شود. با توجه به اینکه نیاز به مدل‌های احتراقی با اعمال شرایط جزئی شیمی واکنش در کنار هزینه پایین محاسبات داریم، در نظر گرفتن مدل‌های خانواده فلیملت می‌تواند یک گزینه مناسب برای شبیه‌سازی جریان‌های واکنشی فرابحرانی باشد.

تاکنون روش فلیملت به صورت موفق توسط زونگ و همکارانش [۲۳] برای متان گازی-اکسیژن مایع به همراه روش LES^۱ در یک محفظه احتراق موشک مورد استفاده قرار گرفته است. اشمیت و همکارانش [۲۴] از مدل پیش فرض PDF کوپل شده به مدل فلیملت برای شبیه‌سازی احتراق فشاربالای محفظه سوخت مایع متان-اکسیژن استفاده کرده‌اند. نتایج LES استخراج شده توسط آن‌ها با نتایج تجربی مطابقت مناسبی نشان داده است.

زانگ و یانگ [۲۵] به صورت عددی دینامیک و پایداری یک شعله فرابحرانی اکسیژن مایع و متان گازی را مورد بررسی قرار داده‌اند. میدان جریان انژکتور توسط توسعه و گسترش سه لایه برشی، که از امتداد لبه دو لوله انژکتور ناشی می‌شود، مشخص می‌شود. به دلیل اینرسی بالای جریان اکسیژن و چگالی پایین متان، یک شعله نفوذی-کنترل در گردابه لبه اکسیژن پایدار می‌شود و در امتداد مرز جت اکسیژن در پایین دست گسترش می‌یابد. آن‌ها اشاره کرده‌اند که تفاوت عمده شعله متان-اکسیژن با هیدروژن-اکسیژن در این است که هنگامی که جریان متان در شرایط گذر بحرانی به محیط تزریق می‌شود دو نوع رژیم جریان ایجاد می‌شود (این شرایط پیش از این و در مطالعه سینگلا و همکارانش [۱۵] مورد اشاره قرار گرفت). در یک حالت، شعله به مرز بیرونی جریان حلقوی متان متصل می‌شود و در حالت دیگر شعله جت اکسیژن مایع را احاطه می‌کند.

کیم و همکارانش [۲۶] محفظه احتراق C-60 (احتراق هیدروژن-اکسیژن مایع) را به صورت متقارن محوری و با استفاده از مدل‌های آشفستگی RANS^۲ و همچنین مدل احتراقی فلیملت (براساس جدول‌های فلیملت گاز واقعی) مورد بررسی عددی قرار داده‌اند. آن‌ها نشان دادند دقت شبیه‌سازی با استفاده از داده‌های فلیملت گاز واقعی در مقایسه با داده‌های فلیملت گاز ایدئال افزایش می‌یابد. آن‌ها اثر پدیده شبه‌جوشش در تشکیل گردابه ضعیف داخل شعله را مورد اشاره قرار دادند و اثر این گردابه بر شکل و طول شعله را مورد تاکید قرار دادند.

کاترون و همکارانش [۲۷] از روش ترکیبی فلیملت-متغیر پیشرفت واکنش^۳ برای پیش‌بینی جریان فرابحرانی هیدروژن-اکسیژن مایع استفاده کرده‌اند. آن‌ها مدل FPV^۴ را در ابتدا با استفاده از داده‌های شعله Sandia-D^۵ اعتباردهی کردند و سپس از مدل فوق برای شبیه‌سازی جریان فرابحرانی استفاده کردند.

در ناحیه فشار فرابحرانی در دی‌گرام فازی، شرایط سیال در حالت دمای زیر بحرانی با شرایط دمای بالای بحرانی بسیار متفاوت است. در شرایطی که در فشار بحرانی دما زیر دمای بحرانی باشد سیال رفتار مایع‌مانند دارد، اما در شرایطی که دما نیز بالاتر از دمای بحرانی قرار می‌گیرد رفتار سیال گازمانند می‌شود. خط ویدم^۵، که با خط قرمز در شکل ۱ نشان داده شده است، ناحیه گازمانند را از ناحیه مایع‌مانند در ناحیه فرابحرانی جدا می‌کند. به عبارت دیگر، هنگامی که سیال از ناحیه گذر بحرانی وارد ناحیه کاملاً فرابحرانی می‌شود، به اصطلاح، از خط ویدم در نمودار فازی عبور کرده است. یکی از ویژگی‌های بارز سیالی که به لحاظ دما و فشار بر روی این خط قرار می‌گیرد داشتن ظرفیت حرارتی قابل توجه در مقایسه با شرایط اطراف است. این رفتار را "شبه‌جوشش" می‌نامند. در تمام این تغییرات رفتاری، کشش سطحی وجود ندارد و جریان تک‌فاز است.

بانوتی و همکارانش [۲۸،۲۹] در سال‌های اخیر تحقیقات زیادی بر روی پدیده شبه‌جوشش در جریان گذر بحرانی انجام داده‌اند و نشان داده‌اند که در جریان گذر بحرانی، خواص ترموفیزیکی به صورت تابعی غیرخطی از فشار موضعی و دمایند.

1. Large Eddy Simulation
2. Reynolds Averaged Navier Stocks
3. Laminar flamelet-progress variable
4. Flamelet Progress Variable
5. Widom

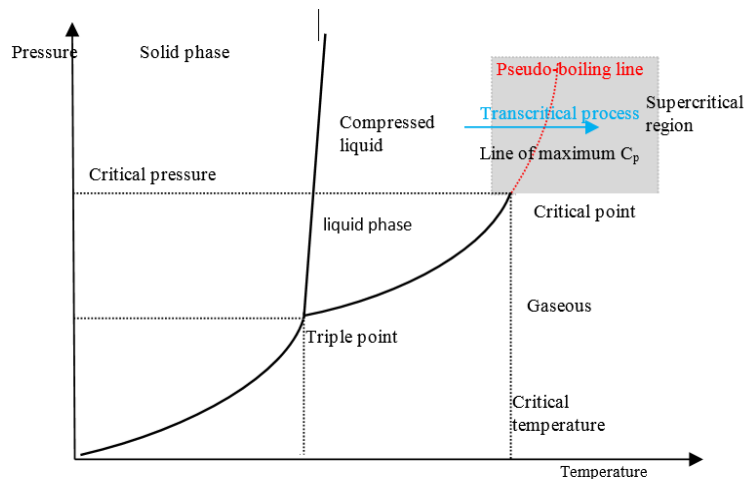


Figure 1- Transcritical conditions across the pseudo-boiling line in a phase diagram

شکل ۱- شرایط گذر بحرانی در دمای شبه جوشش در دیاگرام فازی

در غالب کارهای صورت گرفته بررسی دقیقی در مورد اهمیت جداول فلیمیت گاز واقعی و یا ایدئال انجام نشده است. در بیشتر موارد به صورت پیش فرض جداول در کدهای مخصوص به صورت گاز واقعی استخراج شده است و سپس در حل CFD میدان جریان استفاده شده است. همچنین، اهمیت شار جرمی سوخت و اکسند در شکل شعله های گذر بحرانی مورد بررسی قرار نگرفته است. هدف اصلی مقاله حاضر بررسی نقش و اهمیت شرایط گذر بحرانی و فرابحرانی در پیش بینی رفتار جریان واکنشی است. از مدل استاندارد k-ε برای مدل سازی آشفتگی استفاده شده است. از روش فلیمیت برای شبیه سازی برهمکنش احتراق و آشفتگی استفاده شده است. برای تولید جداول ترمودینامیکی شعله آرام از نرم افزار منبع باز کانتر^۱ استفاده شده است [۳۰]. برای تولید داده های شعله آرام برای جریان فرابحرانی، در این کد محاسباتی، معادلات حالت، انرژی، خواص انتقال و خواص ترمودینامیکی به شرایط گاز واقعی تغییر داده شده است. در ادامه، از جداول تولید شده متان-اکسیژن و هیدروژن-اکسیژن برای حل مدل فلیمیت جریان واکنشی برشی محوری گذر بحرانی استفاده شده است. نتایج شعله های هیدروژن-اکسیژن مایع و همچنین متان-اکسیژن مایع با داده های تجربی موجود مقایسه شده است و تطابق خوبی نشان می دهد. در ادامه نسبت به بررسی اثر نسبت شار جرمی سوخت و اکسند در ساختار دو نوع شعله اقدام شده است. مشاهده می شود که ساختار دو شعله با تغییر نسبت شار جرمی سوخت و اکسند به شدت دچار تغییر می شود. شرایط تجربی دو شعله با توجه به تفاوت بین نسبت شار جرمی از هم دور است، با این حال با تغییر نسبت شار جرمی سوخت و اکسند مشاهده می شود که شکل دو شعله هیدروژن-اکسیژن مایع و همچنین متان-اکسیژن کاملاً مشابه یکدیگر می شود. علت تغییرات شکل شعله با تغییر نسبت دبی جرمی افزایش اختلاط و در نتیجه تغییر نرخ وقوع پدیده شبه جوشش است که سبب تغییر ابعاد و شکل شعله می شود.

معادلات حاکم

معادلات بقایی در شرایط شعله آشفته به صورت زیر است [۳۱].

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}) \quad (2)$$

1. Cantera

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{h}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{h}'') + Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} D \frac{\partial \bar{Y}_k}{\partial x_i} - \bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{Y}_k'' \right) + \bar{\omega}_k \quad \text{for } k = 1, \dots, N \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{z}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{z}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} D \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} - \bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{z}'' \right) \quad (5)$$

در روابط فوق، u سرعت، h انتالپی، Y کسر جرمی اجزاء، z کسر مخلوط، Q انرژی آزاد شده، $\bar{\omega}$ نرخ انجام واکنش، ρ چگالی و D ضریب نفوذ مولکولی است. این معادلات دارای ترم‌هایی‌اند که مانع بسته‌شدن معادلات می‌شوند. در این حالت برای ترم تنش‌های رینولدز از مدل‌های آشفتگی استفاده می‌شود (براساس فرض بوزینسک، ترم تنش رینولدز به گرانروی آشفته مرتبط می‌شود و با حل دو معادله انتقال برای ترم‌های انرژی جنبشی آشفتگی k و نرخ اضمحلال آن ε مقدار ترم گرانروی آشفتگی محاسبه می‌شود) دیگر ترم‌های غیرخطی براساس یک فرض ساده گرادیان محاسبه می‌شود.

$$\bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{h}'' = -\bar{\rho} \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_i} \quad (6)$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{Y}_k'' = -\bar{\rho} \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{Y}_k}{\partial x_i} \quad (7)$$

$$\bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{z}'' = -\bar{\rho} \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} \quad (8)$$

مشکل اصلی محاسبه نرخ انجام واکنش $\bar{\omega}_k$ در معادله انتقال اجزاست.

مدل آشفتگی

از مدل $k-\varepsilon$ استاندارد برای بررسی اثر مدل آشفتگی در شعله برشی محوری گذربحرانی بهره برده شده است [۳۲]. در شعله‌های گذربحرانی مدل آشفتگی نقش مناسبی در پیش‌بینی رفتار شعله دارد و مدل‌های مختلف خانواده RANS تاثیر قابل توجهی در این مورد دارند. با توجه به مطالعه‌ای که در این مورد انجام شده است [۳۲]، از مدل $k-\varepsilon$ استاندارد برای شبیه‌سازی حاضر استفاده شده است.

$$\bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' = -\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \quad (9)$$

در گردابه گرانروی ایزوتروپیک، μ_t ، با استفاده از رابطه زیر مدل می‌شود.

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

که در آن، $C_\mu = 0.09$ است. همچنین، ترم‌های انرژی جنبشی آشفتگی k و همچنین نرخ اضمحلال گردابه ε از روابط زیر استخراج می‌شود [۳۳].

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t S^2 - \bar{\rho} \varepsilon \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S^2 - C_{2\varepsilon} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (12)$$

ضرایب ثابت σ_k ، $C_{1\varepsilon}$ ، $C_{2\varepsilon}$ ، C_μ و σ_ε برای مدل استاندارد $k-\varepsilon$ در مرجع [۳۳] آورده شده است. شارهای آشفتگی حرارت و اجزاء براساس فرض گرادیان و به‌صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\bar{\rho} \bar{h}_s'' \bar{u}_i'' = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{h}_s}{\partial x_i} \quad (13)$$

برهمکنش احتراق و آشفته‌گی

ساختار موضعی شعله جریان آشفته واکنشی می‌تواند با استفاده از مجموعه‌ای از شعله‌های آرام و دارای ساختار یک‌بعدی تعریف شود (مدل فلیمنت). با فرض عدد لوپس یک، معادله حالت پایا فلیمنت می‌تواند با توجه به کسر مخلوط z و نرخ اضمحلال اسکالر χ به صورت زیر تعریف شود [۳۴].

$$0 = \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial z^2} + \frac{\omega_i}{\rho} \quad (14)$$

$$0 = \frac{\chi}{2} \frac{1}{C_p} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} - \frac{\chi}{2} \frac{1}{C_p} \sum_{k=1}^N h_k \frac{\partial^2 Y_k}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho C_p} \sum_{k=1}^N h_k \omega_k \quad (15)$$

ارتباط بین فضای فیزیکی و فضای کسر مخلوط از طریق پارامتر نرخ اضمحلال اسکالر χ ، که بیانگر میزان انحراف از حالت تعادل است، تعریف می‌شود.

$$\chi = 2D \left| \frac{\partial z}{\partial x_j} \right|^2 \quad (16)$$

نرخ اضمحلال اسکالر در طول فلیمنت تغییر می‌کند و به صورت زیر مدل می‌شود.

$$\chi(z) = \chi_{st} \exp \left[2 \left(\text{erf}^{-1}(2z_{st}) \right)^2 - 2 \left(\text{erf}^{-1}(2z) \right)^2 \right] \quad (17)$$

در این حالت شعله آشفته مجموعه‌ای از شعله‌های آرام کوچک است. برای میانگین‌گیری و رسیدن از شعله آرام به شعله آشفته از انتگرال‌گیری روابط زیر استفاده می‌شود.

$$\bar{\rho} \bar{Y}_k = \int_0^{+\infty} \int_0^1 \rho Y_k(z, \chi_{st}) p(z, \chi_{st}) dz d\chi_{st} \quad (18)$$

$$\bar{\rho} \bar{T} = \int_0^{+\infty} \int_0^1 \rho T(z, \chi_{st}) p(z, \chi_{st}) dz d\chi_{st} \quad (19)$$

با فرض استقلال آماری کسر مخلوط و نرخ اضمحلال آن می‌توان به رابطه زیر دست پیدا کرد [۳۵].

$$p(z, \chi_{st}) = p(z)p(\chi_{st}) \quad (20)$$

در اینجا باید دو تابع احتمال برای کسر مخلوط (z) و نرخ اضمحلال اسکالر استوکیومتریک χ_{st} به کار برد. مطالعات مختلفی در این حوزه انجام شده است و توابع مختلفی پیشنهاد شده است. در نهایت، برای کسر مخلوط از تابع بتای پیش‌فرض شده استفاده می‌شود.

$$p(z) = \frac{1}{B(a, b)} z^{a-1} (1-z)^{b-1} = \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} z^{a-1} (1-z)^{b-1} \quad (21)$$

که در آن، برای محاسبه a و b ، از روابط زیر استفاده می‌شود.

$$a = \bar{z} \left[\frac{\bar{z}(1-\bar{z})}{\bar{z}^2} - 1 \right] \quad b = \frac{a}{\bar{z}} - a \quad (22)$$

و در نهایت برای محاسبه \bar{z} و واریانس آن \bar{z}'' از دو تابع انتقال استفاده می‌شود.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{z}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \bar{z}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} - \bar{\rho} \tilde{u}_i'' \bar{z}'' \right) \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} z''^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i z''^2) &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i'' z''^2)}_{\text{انتقال}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial z''^2}{\partial x_i} \right)}_{\text{نفوذ مولکولی}} + \underbrace{2z'' \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} \right)}_{\text{تولید}} - \underbrace{2\rho u_i'' z''}_{\text{اضمحلال}} \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} \\ &= - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i'' z''^2) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial z''^2}{\partial x_i} \right) + 2z'' \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} \right) - 2\rho u_i'' z'' \frac{\partial \bar{z}}{\partial x_i} \\ &\quad - 2\rho D \frac{\partial z''}{\partial x_i} \frac{\partial z''}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (24)$$

برای محاسبه تابع احتمال چگالی نرخ اضمحلال اسکالر می‌توان از تابع دیراک-دلتا استفاده کرد. با این حال، بهترین تابع فیزیکی در این حالت توزیع نرمال لگاریتمی است [۳۶].

$$p(\chi_{st}) = \frac{1}{\chi_{st} \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln \chi_{st} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (25)$$

که در آن پارامتر μ به مقدار میانگین χ_{st} ارتباط دارد.

$$\tilde{\chi}_{st} = \int_0^{+\infty} \chi_{st} p(\chi_{st}) d\chi_{st} = \exp\left(\mu + \frac{\sigma^2}{2}\right) \quad (26)$$

و σ واریانس $\ln \chi$ است.

$$\tilde{\chi}_{st}''^2 = \tilde{\chi}_{st}^2 (\exp(\sigma^2) - 1) \quad (27)$$

در بیشتر موارد با فرض $\sigma = 1$ خواهیم داشت.

$$\sqrt{\tilde{\chi}_{st}''^2 / \tilde{\chi}_{st}} = 1.31 \quad (28)$$

در معادله (۱۸) و (۱۹)، $Y_k(z, \chi_{st})$ و $T(z, \chi_{st})$ مربوط به پارامترهای ترمودینامیکی در شرایط شعله آرام است. به عبارت دیگر، ابتدا پارامترهای ترمودینامیکی از ساختار شعله آرام یک‌بعدی محاسبه می‌شود و طبق روابط بالا با ضرب آن در توابع احتمال کسر مخلوط و نرخ اضمحلال اسکالر و سپس انتگرال‌گیری، مقدار آن برای حل کسر مخلوط و نرخ اضمحلال در شرایط آشفته محاسبه می‌شود. برای محاسبه پارامترهای شعله آرام می‌توان از ساختار شعله‌های آرام برخوردی و یا لایه برشی، که ویژگی‌های یک‌بعدی بودن را دارد، استفاده کرد. در اینجا برای این کار از حل جریان شعله برخوردی آرام استفاده شده است. برای کاهش هزینه محاسباتی، می‌توان برای کسر مخلوط‌ها و واریانس آن‌ها در نرخ اضمحلال اسکالرها، مختلف، میزان پارامترهای ترمودینامیکی مانند دما و کسر جزئی اجزا را محاسبه کرد و به صورت جداول ذخیره کرد.

معادله حالت

با توجه به اینکه در حالت فرا بحرانی مشخصات مربوط به خواص ترمودینامیکی از حالت گاز ایدئال پیروی نمی‌کند، در اینجا از مدل SRK برای اعمال اثر شرایط فرا بحرانی بر چگالی مخلوط استفاده شده است. مدل SRK یکی از مدل‌های معروف برای محاسبه مشخصات ترمودینامیکی (چگالی) در شرایط فرا بحرانی است. معادله کیوبیک^۱ این مدل به صورت زیر معرفی می‌شود [۳۷].

$$p = \frac{R_u T}{V-b} - \frac{a(T)}{V^2 + bV} \quad (29)$$

که در آن R_u ثابت جهانی گاز و $V = M/\rho$ حجم مولی است که در آن M وزن مولکولی است. حجم موثر مولکول، b ، از رابطه $b = 0.0866 R_u T_{cr} / p_{cr}$ محاسبه می‌شود که در این رابطه cr بیان‌کننده نقطه بحرانی است. برهمکنش بین مولکولی به صورت رابطه (۳۰) داده می‌شود [۳۷].

1. Cubic

$$a(T) = a_0[1 + n(1 - (T/T_c)^{0.5})]^2 \quad (30)$$

این عدد بیان‌کننده میزان غیرکروی بودن مولکول است که در رفتار این ماده در شرایط فشار و دماهای بحرانی تاثیرگذار است [۳۷]. برای مخلوط سیال واقعی، برای تعداد اجزای دلخواه می‌توان ضرایب رابطه (۳۰) را به صورت زیر محاسبه کرد.

$$\alpha_{ij} a_{ij} = \sqrt{\alpha_i \alpha_j a_i a_j} (1 - \kappa_{ij}) \quad b = \sum_{i=1}^{N_s} X_i b_i \quad a\alpha(T, \omega) = \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} X_i X_j \alpha_{ij} a_{ij} \quad (31)$$

خواص ترمودینامیکی می‌تواند به صورت مستقیم از روابط زیر استخراج شود.

$$\begin{aligned} e(T, \rho) &= e_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{P}{\rho^2} - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \\ h(T, P) &= h_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{1}{\rho} + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P} \right] dP \\ s(T, \rho) &= s_0(T, \rho_0) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \\ C_V(T, \rho) &= C_{V0}(T) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho}^2 / \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{T} \end{aligned} \quad (32)$$

در شکل ۲، مقایسه بین داده‌های NIST [۳۸]، مدل SRK (استفاده شده در کار حاضر) و شرایط گاز ایدئال، برای چگالی و ظرفیت حرارتی ویژه اکسیژن برای دماهای مختلف و در فشار بحرانی اکسیژن (۶۰ بار) آورده شده است. در شرایطی که سیال در شرایط گذربحرانی قرار دارد، اختلاف بین داده‌های NIST با شرایط گاز ایدئال فاصله بسیاری دارد و در دماهای بالاتر از بحرانی به داده‌های گاز ایدئال نزدیک می‌شود. با این حال، در بیشتر نقاط داده‌های مدل SRK با داده‌های NIST همخوانی نسبتاً مناسبی دارد (میزان بیشترین اختلاف برای ظرفیت حرارتی ۱۶/۶ درصد و برای چگالی ۱/۲ درصد است) و به همین دلیل از این مدل می‌توان برای محاسبه خواص ترمودینامیکی در شرایط فوق بحرانی استفاده کرد.

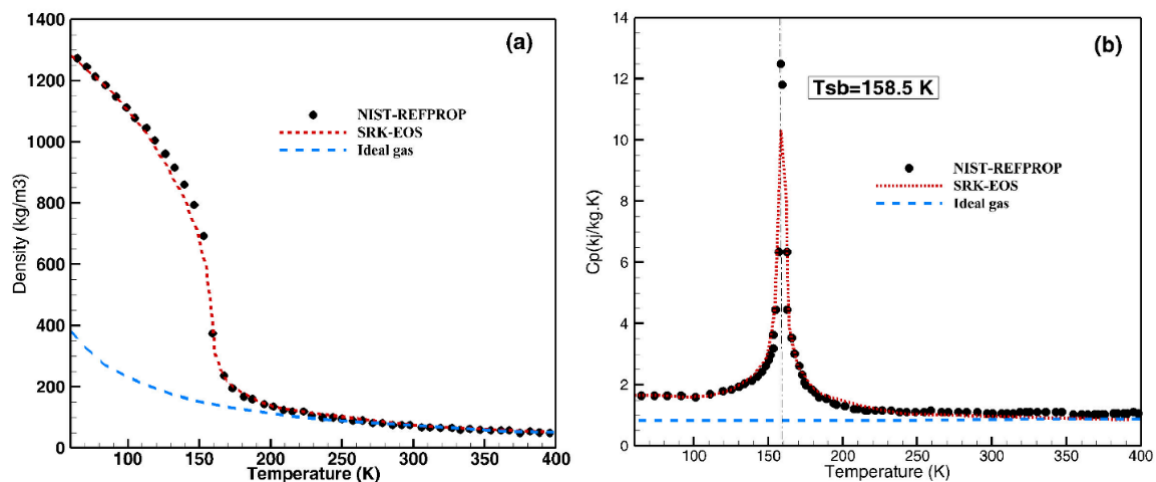


Figure 2- Comparison of NIST database with thermodynamic properties calculated with SRK equation of state for O2 at 60 bar (a) density (b) constant-pressure specific of heat

شکل ۲- خواص ترمودینامیکی گاز ایدئال-مدل SRK و داده‌های NIST - ظرفیت حرارتی ویژه (راست) - چگالی (چپ) برای اکسیژن در فشار ۶۰ بار

1. Accentric
2. Natioanl Institute of Standard and Technology

نکته قابل توجه در این قسمت تغییرات شدید خواص ترمودینامیکی شامل چگالی و ظرفیت حرارتی در مجاورت دمای شبه جوشش با تغییرات اندک دما است. در شرایط گاز ایدئال، در بازه دمایی ۵۰ کلوین تا ۴۰۰ کلوین، طبق داده‌های JANAF^۱، تغییرات ظرفیت حرارتی بسیار کم است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با رسیدن دما به محدوده ۱۵۸/۵ کلوین ظرفیت حرارتی ویژه به شدت افزایش می‌یابد. در عین حال، مشاهده می‌شود که به همراه این تغییرات، چگالی نیز در یک بازه دمایی کوچک به شدت افت می‌کند و به عبارت دیگر، حجم مخصوص سیال در این شرایط به شدت افزایش پیدا می‌کند. این تغییرات، شامل ظرفیت حرارتی و مهم‌تر از آن افزایش حجم (پدیده شبه جوشش)، شرایط جدیدی را در محفظه احتراق ایجاد می‌کند که نیاز است مورد بررسی قرار گیرد.

خواص انتقال در جریان واکنشی فرا بحرانی

همانند خواص ترمودینامیکی برای خواص انتقال نیز لازم است تا اثر شرایط فرا بحرانی را بر مخلوط اعمال کرد. رویکرد برای شرایط گاز واقعی در مورد گرانیوی بیشتر بر پایه نتایج چانگ و همکارانش [۳۹]، که بر اساس تئوری چاپمن-انسکوگ است، استوار است. این تئوری برای گازهای رقیق فرموله شده است، اما برای فشار بالا نیز توسعه داده شده است. برای مخلوط‌های فشار بالا (گاز واقعی)، گرانیوی، η ، به صورت زیر نوشته می‌شود [۳۹].

$$\eta = \eta^0 \eta^* = \eta^* \frac{40.785 F_{Cm} (M_m T)^{1/2}}{V_{Cm}^{2/3} \Omega_v} \quad (33)$$

که در آن η^0 = گرانیوی فشار پایین و η^* = ترم اصلاحی برای گرانیوی فشار بالا و همچنین Ω_v = انتگرال برخورد و در نهایت $F_{Cm} = 1 - 0.2756 \omega_m + 0.059035 \mu_{rm}^4 + \kappa_m$ است. ضریب نفوذ مخلوط از رابطه زیر محاسبه می‌شود.

$$D_{k,m} = \frac{1 - X_k}{\sum_{j,j \neq k} \left(\frac{X_j}{D_{kj}} \right)} \quad (34)$$

که در آن D_{kj} ضریب نفوذ باینری است که از رابطه چاپمن-انسکوگ [۴۰] به دست می‌آید. ضریب نفوذ مولکولی فشار پایین با کمک رابطه تاکاهاشی [۴۱] به شرایط فشار بالا گسترش پیدا کرده است.

استخراج جداول ترمودینامیکی

همان‌طور که در بالا گفته شد، برای استخراج داده‌های ترمودینامیکی، پیش از انتگرال‌گیری در مدل فلیمنت نیاز است تا داده‌ها برای شرایط شعله آرام محاسبه شود. در واقع، داده‌های ترمودینامیکی برای شعله آرام برخوردی به دست می‌آید و سپس با انتگرال‌گیری (به همراه ضرب در تابع احتمال کسر مخلوط و تابع احتمال نرخ اضمحلال اسکالر) برای شرایط آشفته به روز می‌شود. مدل فیزیکی مورد استفاده در اینجا یک شعله نفوذی جریان متقابل است که به وسیله جریان خروجی از نازل‌های استوانه‌ای (همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است) ایجاد می‌شود. این هندسه متقارن محوری به طرز قابل توجهی معادلات حاکم را ساده می‌کند [۴۲]. معادلات دقیق حل میدان فوق به صورت مفصل توسط هو و همکارانش ارائه شده است [۴۳] و برای شعله برخوردی اکسیژن/هیدروژن برای شرایط گسترده ترمودینامیکی تفسیر شده است. در مقاله حاضر، برای استخراج جدول پیش‌فرض از فرمولاسیون هو و همکارانش، که کلیه معادلات جرم، تکانه، اجزاء و انرژی به علاوه خواص ترمودینامیکی و انتقال را دربر گرفته است، استفاده شده است. از کد منبع باز کانترا برای حل میدان جریان و سینتیک اجزا استفاده شده است [۳۰]. خواص ترمودینامیک به شرایط گاز واقعی تغییر داده شده است، در این حال برای چگالی از معادله SRK استفاده شده است و خواص آنتالپی و آنترپی نیز شامل ترم حالت ایدئال به علاوه ترم اصلاحی است. همچنین، خواص

انتقال براساس روابط چانگ به روز شده است. معادله انرژی نیز به شرایط گاز واقعی تغییر داده شده است. برای شعله برخوردی متان-اکسیژن مایع در شرایط فوق بحرانی از مکانیزم GRI.3، که شامل ۵۳ جزء شیمیایی و ۳۲۵ واکنش است، استفاده شده است تا اثرات تمام اجزا به دقت دیده شود. همچنین، برای شعله برخوردی هیدروژن و اکسیژن مایع از مکانیزم لی و همکارانش استفاده شده است [۴۴].

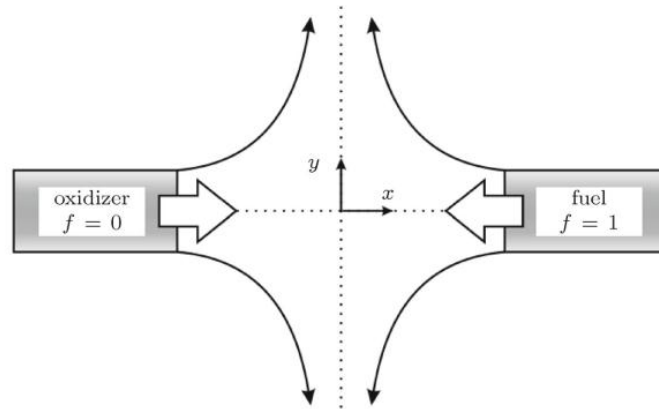


Figure 3- The schematic configuration of an opposed flow flame
شکل ۳- طرحواره ساختار یک ایجاد یک شعله برخورد متقابل

هندسه مسئله شامل دو جریان ورودی است که در فاصله ۱۰ میلی متری از یکدیگر قرار گرفته اند. شرایط مرزی ورودی به صورت شار جرمی است که با واحد در نظر گرفتن واحد سطح ورودی مشخصات سرعت ورودی تعیین می شود. دمای ورودی سوخت و اکسنده نیز داده می شود. تعداد شبکه در نظر گرفته شده شامل ۳۰ گره محاسباتی می باشد و براساس الگوریتم موجود در کد، تعداد گره ها در حل افزایش پیدا می کند تا مسئله همگرا شود. گره های محاسباتی اضافه شده به صورت یکنواخت نیستند و براساس میزان گرادیان متغیرها در فضا توزیع می شوند. یک الگوریتم ترکیبی نیوتن-گام زمانی برای حل معادلات استخراج شده استفاده می شود. با توجه به اینکه در این مطالعه شعله برخوردی متان-اکسیژن مایع در شرایط فوق بحرانی مد نظر بوده است. اثر تشعشع در انتقال حرارت در نظر گرفته نشده است. دمای ورودی متان ۳۰۰ کلوین در نظر گرفته شده است و برای اکسیژن مایع دماهای مختلف از ۱۲۰ کلوین تا ۲۵۰ کلوین در نظر گرفته شده است. همچنین، تحلیل نتایج در فشارهای مختلف از بازه ۱۰ اتمسفر تا ۱۰۰ اتمسفر انجام شده است.

صحه گذاری نتایج

برای صحه گذاری کد بهینه شده، برای شرایط گاز واقعی در کانتر، پروفیل دما با داده های تجربی در بالاترین فشار ممکن مقایسه شده است. پروفیل تجربی دما از مقاله نیمان [۴۵] و در فشار ۰/۸ MPa استخراج شده است. هندسه تجربی مدنظر دو ورودی سوخت و اکسنده دارد. سوخت با نیتروژن مخلوط شده و از ورودی سوخت تزریق می شود و مخلوط رقیق شده اکسیژن نیز از ورودی اکسنده تزریق می شود. سوخت مورد استفاده در آزمایش متان است. فاصله بین ورودی سوخت و اکسنده در این آزمایش L=10 mm است. نرخ کرنش گزارش شده در آزمایش به صورت زیر تعریف شده که برای کار حاضر نیز از این رابطه استفاده شده است.

$$a = \frac{2u_2}{L} \left(1 + \frac{u_1 \sqrt{\rho_1}}{u_1 \sqrt{\rho_2}} \right) \quad (35)$$

که در آن ۱ و ۲ به ترتیب مربوط به سوخت و اکسنده است. در کار تجربی فوق، هوا دارای نسبت جرمی $Y_{O_2,2} = 0.233$ و نسبت جرمی سوخت انتخابی $Y_{CH_4,1} = 0.16$ است. ذکر این نکته لازم است که سوخت و اکسنده با دمای محیط وارد ناحیه واکنش می‌شوند ($T_1 = T_2 = 298 \text{ K}$). شبیه‌سازی با شرایط مرزی یکسان و اندازه محیط یکسان اجرا شده است. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود، تطابق خوبی بین شبیه‌سازی و نتایج آزمایشگاهی وجود دارد. اختلاف تقریبی در محل بیشینه دما می‌تواند ناشی از عدم دقت در شرایط مرزی و یا اندازه‌گیری تجربی در محل شعله باشد.

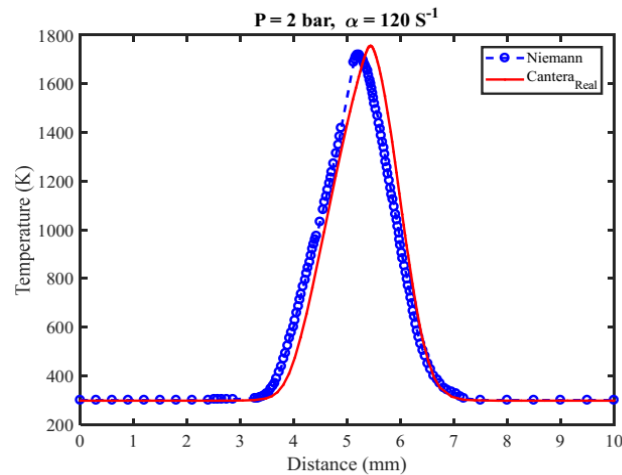


Figure 4- Temperature distribution for experiment and numerical data in 0.8 Mpa[45]

شکل ۴- توزیع دما برای حالت تجربی و عددی در فشار ۰/۸ مگاپاسکال [۴۵]

همچنین، برای اطمینان از شبیه‌سازی عددی صورت‌گرفته، نتایج با بیشترین فشاری که به‌صورت عددی انجام شده و گزارش شده است نیز مورد مقایسه قرار گرفته است. برای این کار از نتایج حاصل از کار عددی وانگ و همکارانش [۴۶] استفاده شده است. این شبیه‌سازی برای فشار ۱۰۰ بار و نرخ کرنش ۱۰۰۰ بر ثانیه انجام شده است. شرایط مرزی و ابعادی در نظر گرفته‌شده مشابه کار وانگ و همکارانش است. نتایج حاصل از مقایسه دما در شکل ۵ نشان داده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در بیشینه دما اختلاف اندکی دیده می‌شود که می‌تواند ناشی از به‌کارگیری مکانیزم‌های شیمیایی مختلف در دو تحقیق باشد. با این حال، تطابق بین نتایج کار حاضر با کار عددی وانگ و همکارانش مناسب است.

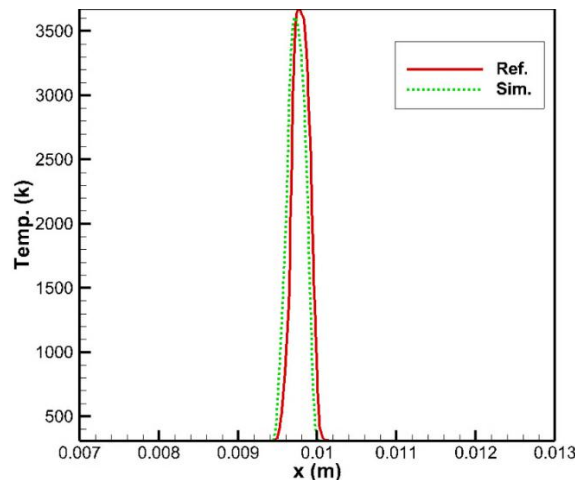


Figure 5- Comparison between current simulations with available similar simulation in 100 atm[46]

شکل ۵- مقایسه بین نتایج شبیه‌سازی حاضر با داده‌های عددی موجود در فشار ۱۰۰ بار [۴۶]

در شکل ۶، مقایسه بین شرایط شعله با جریان گاز ایدئال و گاز واقعی براساس کسر مخلوط برای فشار ۱۰۰ بار آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در شرایط گاز واقعی دمای بیشینه برحسب کسر مخلوط اندکی کاهش می‌یابد. با این حال، موقعیت دمای بیشینه براساس کسر مخلوط برای شرایط گاز واقعی و همچنین گاز ایدئال تغییری نمی‌کند. کاهش جزئی دما را می‌توان در اضافه‌شدن ترم اصلاحی به ترم گاز ایدئال در معادله آنتالپی دانست. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در فضای کسر مخلوط تفاوت بین داده‌های حالت گاز واقعی و گاز ایدئال ناچیز است که می‌توان این موضوع را در مورد شبیه‌سازی جریان آشفته به روش فلیملت مد نظر قرار داد. از آنجا که در مدل‌سازی میدان آشفته به روش فلیملت داده‌های حاصل از ساختار شعله جریان آرام در فضای کسر مخلوط انتگرال‌گیری می‌شود، مشاهده می‌شود که در فضای کسر مخلوط، حالت گاز تاثیر عمده‌ای در شرایط گذربحرانی، که پرچالش‌ترین قسمت است، نخواهد داشت.

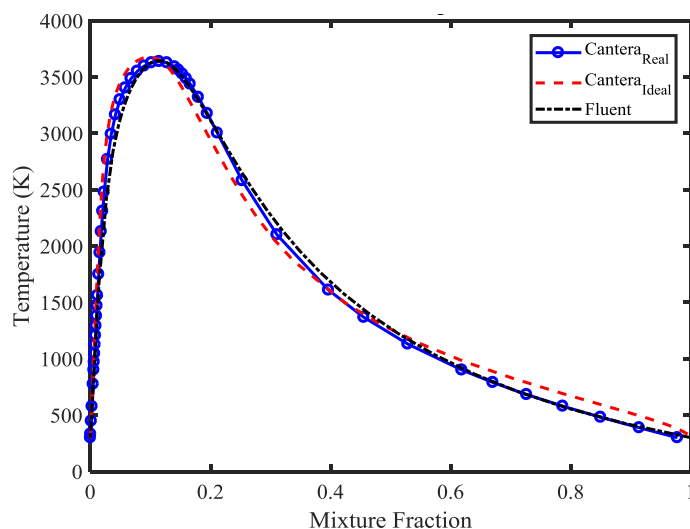


Figure 6- Temperature distribution vs. mixture fraction for ideal and real gas condition
شکل ۶- توزیع دما براساس کسر مخلوط برای شرایط گاز واقعی و گاز ایدئال

البته ذکر این نکته لازم است که مقایسه فوق مربوط به شرایط نزدیک تعادل است. با توجه به اینکه در فشارهای بالای عملکردی، در بازه گسترده‌ای از نرخ اضمحلال اسکالر، شعله در شرایط نزدیک تعادل است، می‌توان نتیجه‌گیری کرد در غالب شعله‌های فوق سرد که اکسیژن مایع و سوخت (متان و یا هیدروژن) در واکنش است، برای بررسی میدان جریان و ساختار شعله در شرایط پایا (و نه پدیده‌هایی مانند اشتعال و خاموشی)، فرض جداول فلیملت گاز ایدئال فرض قابل قبولی است.

حل شعله متقابل هیدروژن و اکسیژن

در این قسمت، مشابه بخش پیشین، محاسبات مربوط به ساختار شعله آرام برخورد متقابل برای اکسیژن مایع و هیدروژن مورد استفاده قرار می‌گیرد. فرضیات شعله برخوردی مانند قسمت قبل است، با این تفاوت که در اینجا از مکانیزم پیشنهادی لی و همکارانش، که برای احتراق هیدروژن در فشارهای بالا ارائه شده است، استفاده می‌شود و در کد کانترتا مورد استفاده قرار می‌گیرد. در جدول ۱ ضرایب مربوط به مکانیزم لی به صورت کامل ارائه شده است.

در شکل ۷، مقایسه بین جداول فلیملت در شرایط گاز واقعی (تولیدشده به وسیله کد کانترتا) و شرایط گاز ایدئال (استخراج‌شده از نرم‌افزار فلوئنت) در دو حالتی که ۱- نرخ اضمحلال اسکالر مقداری است که شعله در شرایط تعادل قرار دارد و ۲- نرخ اضمحلال اسکالر در مقدار خاموشی است، انجام شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در شرایطی که شعله در وضعیت تعادل قرار دارد، اختلاف بین حالت گاز واقعی و گاز ایدئال برحسب کسر مخلوط زیاد نیست و مقادیر نزدیک به

یکدیگرند. مخصوصاً دمای بیشینه تفاوت عمده ندارد. اما، در شرایطی که نرخ اضمحلال اسکالر مقداری است که شعله در وضعیت خاموشی قرار می‌گیرد، اختلاف بین دو حالت گاز واقعی و گاز ایدئال زیاد است. بر این اساس، در نواحی که شعله شرایط پایداری دارد و در واقع مقیاس زمانی سینتیک هم‌مرتبه با اختلاط است، رویکرد گاز واقعی در جداول فلمیلت مهم است.

جدول ۱- ضرایب سینتیک مکانیزم فشار بالای هیدروژن و اکسیژن [۴۳]

Table 1- Kinetic mechanisms of Hydrogen and oxygen's combustion in elevated pressure [43]

Reactions	A	n	E
H ₂ /O ₂ chain reactions			
1. H+O ₂ =O+OH	3.55×10 ¹⁵	-0.41	16.6
2. O+H ₂ =H+OH	5.08×10 ⁴	2.67	6.29
3. H ₂ +OH=H ₂ O+H	2.16×10 ⁸	1.51	3.43
4. O+H ₂ O=OH+OH	2.97×10 ⁶	2.02	13.4
H ₂ /O ₂ dissociation/recombination reactions			
5. H ₂ +M=H+H+M	4.58×10 ¹⁹	-1.40	104.38
6. O+O+M=O ₂ +M	6.16×10 ¹⁵	-0.50	0.00
7. O+H+M=OH+M	4.71×10 ¹⁸	-1.0	0.00
8. H+OH+M=H ₂ O+M	3.88×10 ²²	-2.00	0.00
Formation and consumption of HO ₂			
9. H+O ₂ +M=HO ₂ +M	k ₀ 6.37×10 ²⁰	-1.72	0.52
H+O ₂ +M=HO ₂ +M	k ₀ 9.04×10 ¹⁹	-1.50	0.49
	k _c 1.48×10 ¹²	0.60	0.00
10. HO ₂ +H=H ₂ +O ₂	1.66×10 ¹³	0.00	0.82
11. HO ₂ +H=OH+OH	7.08×10 ¹³	0.00	0.30
12. HO ₂ +O=OH+O ₂	3.25×10 ¹³	0.00	0.00
13. HO ₂ +OH=H ₂ O+O ₂	2.89×10 ¹³	0.00	-0.50
Formation and consumption of HO ₂			
14. HO ₂ +HO ₂ =H ₂ O ₂ +O ₂	4.20×10 ¹⁴	0.00	11.98
HO ₂ +HO ₂ =H ₂ O ₂ +O ₂	1.30×10 ¹¹	0.00	-1.63
15. H ₂ O ₂ +M=OH+OH+M	k ₀ 1.20×10 ¹⁷	0.00	45.5
	k _c 2.95×10 ¹⁴	0.00	48.4
16. H ₂ O ₂ +H=H ₂ O+OH	2.41×10 ¹³	0.00	3.97
17. H ₂ O ₂ +H=H ₂ +HO ₂	4.82×10 ¹³	0.00	7.95
18. H ₂ O ₂ +O=OH+HO ₂	9.55×10 ⁶	2.00	3.97
19. H ₂ O ₂ +OH=H ₂ O+HO ₂	1.00×10 ¹²	0.00	0.00
H ₂ O ₂ +OH=H ₂ O+HO ₂	5.8×10 ¹⁴	0.00	9.56

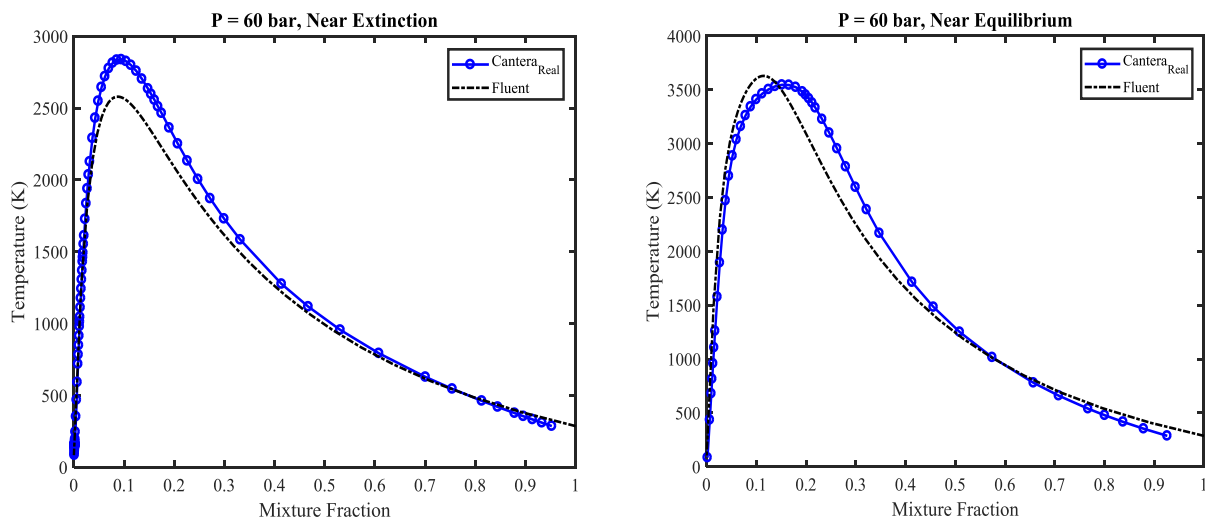


Figure 7- Temperature distribution vs. mixture fraction for real gas and ideal gas conditions in near equilibrium(right) and near extinction(left) (LOX/H₂)

شکل ۷- توزیع دما براساس کسر مخلوط برای شرایط گاز واقعی و گاز ایدئال برای شرایط نزدیک تعادل (راست) و نزدیک خاموشی (چپ) (اکسیژن مایع و متان)

حل میدان جریان

پس از صحنه‌گذاری داده‌های جداول ترمودینامیکی، از این جداول برای حل میدان جریان به روش CFD استفاده می‌شود. با توجه به محدودیت‌های موجود در داده‌های تجربی شعله‌های فرابحرانی، از داده‌های تجربی محفظه احتراق ماسکوت استفاده شده است. با توجه به اینکه تست‌های صورت گرفته برای هر دو سوخت متان و هیدروژن انجام شده است، در این مقاله، به هر دو سوخت نیز پرداخته شده است. با توجه به ویژگی‌های مربوط به هر شعله، پس از صحنه‌گذاری نتایج، نسبت به بررسی علل شکل‌های مختلف شعله هیدروژن و متان پرداخته شده است و اثر پدیده شبه‌جوشش به‌عنوان یک پدیده تاثیرگذار در شعله‌های گذریبحرانی مورد بررسی قرار گرفته است.

هندسه و شرایط مرزی

محفظه احتراق آزمایشگاهی ماسکوت توسط محققان بسیاری در اونا^۱ مورد استفاده قرار گرفته است. در این محفظه، شعله برشی محوری هیدروژن مایع و اکسیژن برای سه دبی مختلف (یک مورد مربوط به زیربحرانی و دو مورد فرابحرانی) و همچنین شعله برشی محوری متان و اکسیژن مایع برای دو دبی مختلف مورد آزمون قرار گرفته‌اند و داده‌های آن انتشار یافته است [۴۷، ۱۵]. با این حال، ذکر این نکته لازم است که داده‌های مربوط به شعله متان و اکسیژن مایع به‌صورت نمودار عددی نیست و تنها داده‌های مربوط به توزیع OH وجود دارد. با توجه به کمبود شدید داده تجربی در حوزه احتراق فرابحرانی، تمام داده‌های فوق به‌صورت گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد. هندسه فوق شامل یک محفظه مکعب مستطیل با عرض و ارتفاع ۵۰ میلی‌متر و طول ۴۵۸ میلی‌متر است. با این حال، در شبیه‌سازی حاضر، محفظه به‌صورت ساده‌شده متقارن محوری با قطر هیدرولیکی معادل مکعب فوق در نظر گرفته شده است. شرایط دیواره بی‌دررو فرض شده است. انژکتور (شکل ۸) شامل یک ورودی ساده اکسیژن با قطر ۳/۶ میلی‌متر در داخل با یک واگرایی ۸ درجه‌ای و قطر خروجی ۵ میلی‌متر است. هیدروژن (متان) نیز از یک ورودی حلقوی با قطر داخلی ۵/۶ میلی‌متر و قطر خارجی ۱۰ میلی‌متر وارد می‌شود.

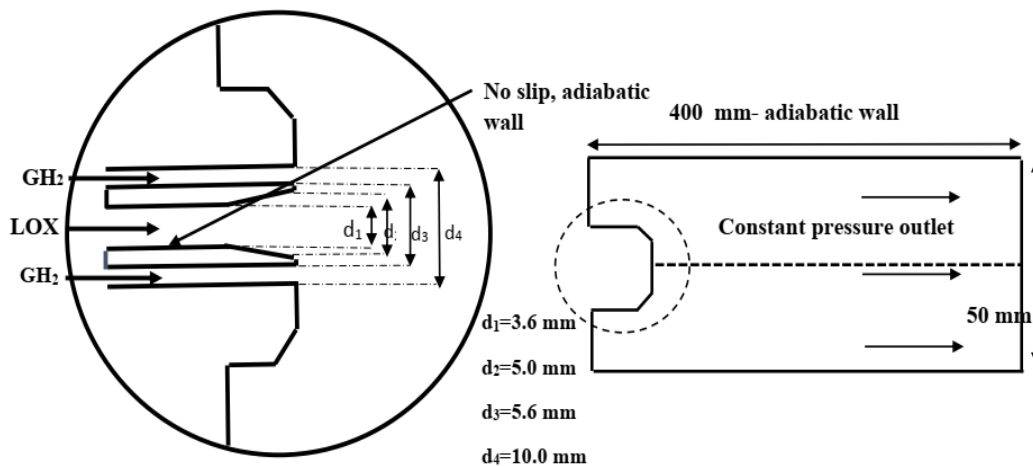


Figure 8- Schematic geometry of injector and chamber of RCM-03

شکل ۸- هندسه محفظه احتراق RCM-03 و مشخصات انژکتور سوخت و اکسند

توضیحات بیشتر در خصوص شرایط مرزی برای دو حالت شعله متان و هیدروژن در جدول ۲ آورده شده است.

جدول ۲- مشخصات سوخت و اکسندۀ ورودی به محفظه احتراق

Table 2- Characteristics of the inlet fuel and oxidizer

Case	Species	Pressure [MPa]	Mass flow rate [g/s]	Temperature [K]	Density [kg/m ³]	Velocity [m/s]
A-60	H ₂	6	70	287	5.51	236
	O ₂	6	100	85	1177.8	4.35
C-60	H ₂	6	40	287	5.51	130
	O ₂	6	100	85	1177.8	4.35
G-2	CH ₄	5.6	143.1	288	39.5	110
	O ₂	5.6	44.4	85	1100	5

محاسبات به شرایط مرزی به خصوص در مورد انرژی جنبشی آشفتگی k و نرخ اضمحلال ϵ ، که به صورت مستقیم قابل محاسبه نیستند، حساس است. به همین دلیل از روابط زیر برای محاسبه این پارامترها در شرایط مرزی استفاده شده است [۴۸].

$$k_{inlet} = \frac{3}{2} (|U_{inlet}| I_t)^2 \quad (36)$$

$$\epsilon_{inlet} = \frac{C_\mu^{3/4} k_{inlet}^{3/2}}{0.014 D_h} ; C_\mu = 0.09 \quad (37)$$

میزان شدت آشفتگی (I) برابر با ۱۰ درصد در نظر گرفته شده است و در انتهای انژکتور، که جریان به حالت توسعه یافته درآمده است، برای صحت‌گذاری با رابطه زیر صحت‌گذاری و تنظیم شده است.

$$I = 0.16(Re)^{-1/8} \quad (38)$$

بررسی استقلال از مش

با توجه به اهمیت شرایط شبکه محاسباتی در نواحی نزدیک انژکتور، ابعاد مش در این نواحی به گونه‌ای در نظر گرفته شده است که مقدر Y^+ کمتر از یک باشد. اثر ابعاد مش بر شبیه‌سازی حاضر به صورت گسترده مورد بررسی قرار گرفته است. بدین منظور، سه نوع شبکه محاسباتی از بازه $1/2 \times 10^4$ تا $1/35 \times 10^5$ عدد سلول محاسباتی در نظر گرفته شده است. در همه این موارد با توجه به گرادین شدید پارامترهای ترمودینامیکی در جریان گذربرحالی، بیشترین حجم مش در نزدیکی انژکتور و ناحیه تشکیل شعله در نظر گرفته شده است. شبکه منتخب دارای شبکه 70×90 در داخل انژکتور (به صورت غیریکنواخت) و شبکه 310×200 در محفظه احتراق است. لبه ورودی اکسیژن به عنوان یکی از بخش‌های حیاتی دارای ۲۰ گره محاسباتی است. نحوه پراکندگی شبکه در شکل ۹ قابل مشاهده است.

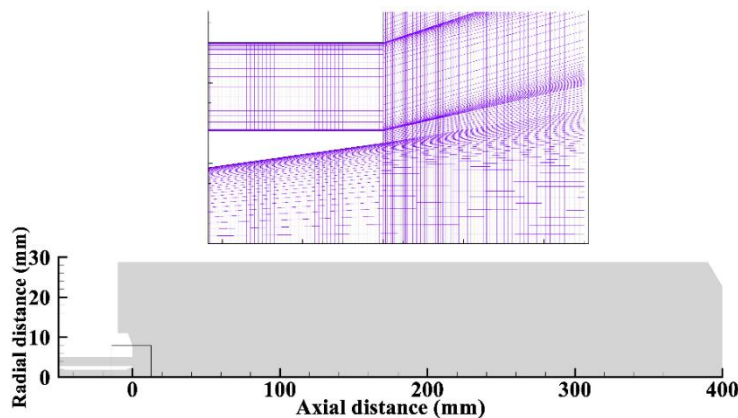


Figure 9- Computational domain and near injector grid for A-60

شکل ۹- محدوده محاسباتی و شبکه نزدیک انژکتور در آزمایش A-60

شکل ۱۰ توزیع شعاعی سرعت محوری و همچنین کسر جرمی اکسیژن در دو فاصله طولی مختلف را برای سه شبکه محاسباتی مختلف نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، انحراف سرعت محوری و کسر جرمی اکسیژن از ۱۲۰۰۰ سلول به ۶۸۳۰۰ سلول قابل توجه است. با این حال، این تفاوت برای ۶۸۳۰۰ سلول و ۱۳۵۰۰۰ سلول ناچیز است.

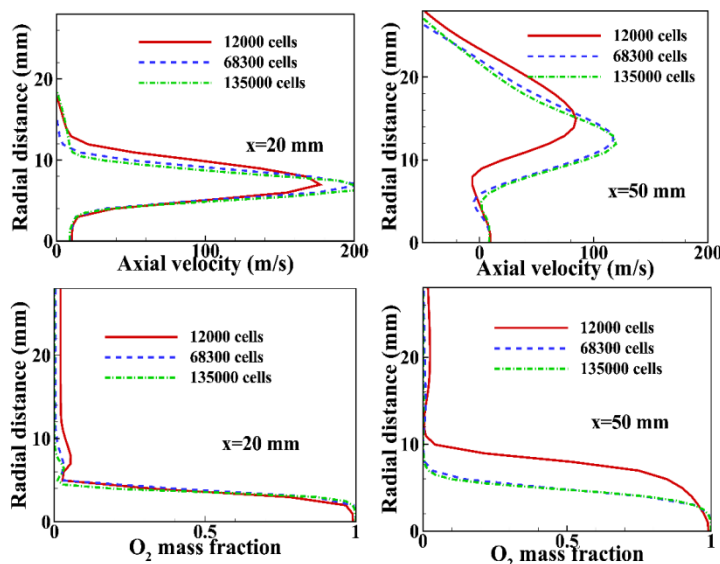


Figure 10- Grid independence of present computations for a) axial velocity and b) LOX mass fraction
 شکل ۱۰- بررسی استقلال از شبکه محاسباتی مطالعه حاضر، بالا) سرعت محوری و پایین) کسر جرمی اکسیژن

بحث و نتیجه‌گیری

صحه‌گذاری نتایج عددی

داده‌های تجربی موجود در آزمایش RCM-03 (A-60) تنها محدود به مقادیر شعاعی و محوری دما در برخی مناطق و همچنین اندازه‌گیری OH است. مقایسه توزیع شعاعی دمای پیش‌بینی‌شده توسط شبیه‌سازی حاضر با مقادیر تجربی برای دو فاصله محوری ۱۵ میلی‌متری و ۵۰ میلی‌متری از دهانه انژکتور در شکل ۱۱ نشان داده شده است. در نزدیکی انژکتور ($x=15\text{mm}$)، شبیه‌سازی انجام‌شده به مقادیر تجربی نزدیک است. این ناحیه مربوط به قسمت کم‌دمای ورودی هیدروژن است. در قسمت لایه شعله، داده تجربی پوشش مناسبی برای صحه‌گذاری نمی‌دهد. در فاصله شعاعی ۳/۵ میلی‌متری از مرکز محفظه، حل عددی یک افزایش ناگهانی دما را نشان می‌دهند که مربوط به لایه شعله بر روی هسته چگال اکسیژن است. در پایین‌دست و در فاصله محوری، $x=50\text{ mm}$ ، نتایج حاضر با مقادیر تجربی و همچنین داده‌های سیدل و همکارانش مقایسه شده است. در ناحیه غنی از هیدروژن (فاصله شعاعی ۸ تا ۱۶ میلی‌متری) شبیه‌سازی با نتایج تجربی سازگاری مناسبی نشان می‌دهد. ذکر این نکته لازم است که به دلیل پیچیدگی‌های شعله‌های فرابحرانی و همچنین عدم قطعیت بالای داده‌های تجربی غالب پیش‌بینی‌ها مخصوصاً در قسمت داده‌های شعاعی در همین محدوده خطا است و نتایج حاضر به‌لحاظ صحه‌گذاری شرایط مناسبی دارد.

در شکل ۱۲، توزیع دمای محوری پیش‌بینی‌شده توسط شبیه‌سازی صورت‌گرفته با مدل فلیملت با مقادیر تجربی مقایسه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، تطابق مناسبی بین داده‌های تجربی و شبیه‌سازی حاضر وجود دارد. در فاصله محوری $x=100\text{mm}$ دما به‌صورت ناگهانی و شدید افزایش می‌یابد که ناشی از تشکیل شعله در انتهای هسته چگال سرد اکسیژن است. در ادامه، دما با نرخ کمی تا انتهای محفظه کاهش می‌یابد. در شکل ۱۳، کانتر توزیع OH برای حالت تجربی و

عددی آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، تطابق مناسبی بین داده‌های تجربی و عددی وجود دارد. در ناحیه $x=40\text{mm}$ ، یک حالت شانه‌ای در شعله ایجاد شده است که ناشی از انبساط جریان در اثر پدیده شبه‌جوشش است. ناحیه مرکزی شامل هسته چگال اکسیژن است.

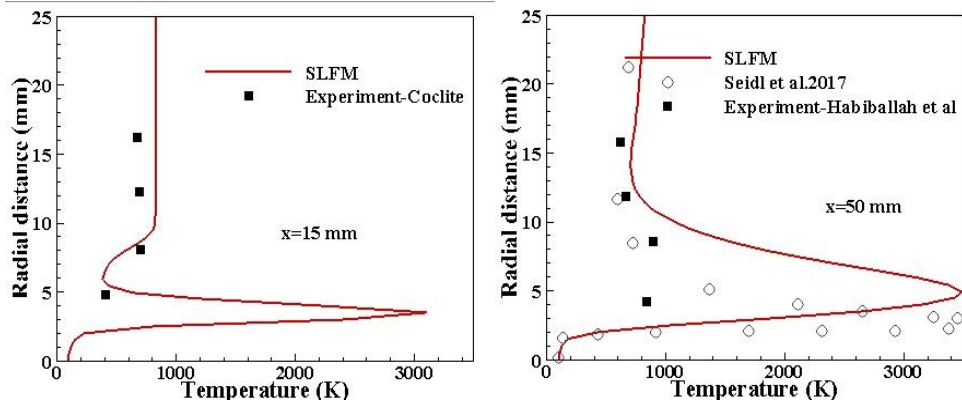


Figure 11- Radial distribution of temperature a) $x=15\text{mm}$ and b) $x=50\text{mm}$
 شکل ۱۱- توزیع شعاعی دما: (چپ) $x=15\text{mm}$ و (راست) $x=50\text{mm}$

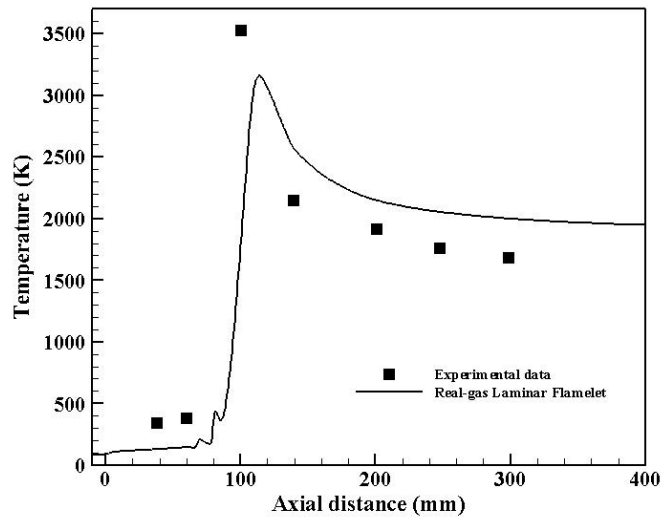


Figure 12- Axial distribution of temperature along the centerline with SLFM
 شکل ۱۲- توزیع محوری دما با مدل فیلیمت آرام (SLFM)

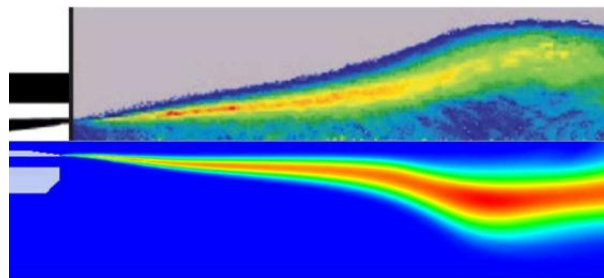


Figure 13- OH contours (mass fraction): (top) experiment data (bottom) present simulation for LOX/H₂
 شکل ۱۳- کانتور OH (کسر جرمی). بالا) داده تجربی (برای هیدروژن و اکسیژن مایع و پایین) شبیه‌سازی حاضر

شبیه‌سازی جریان گذر بحرانی متان-اکسیژن مایع

شبیه‌سازی عددی به صورت مشابه برای شعله برشی محوری متان و اکسیژن مایع انجام شده است (نمونه آزمایشگاهی G-2). داده‌های مربوط به فلیملت با استفاده از نرم‌افزار کانترآ استخراج شده است. همان‌طور که در شکل ۱۴ مشاهده می‌شود، بازه‌های گسترده نرخ اضمحلال اسکالر در نظر گرفته شده است. با افزایش نرخ اضمحلال اسکالر دمای شعله کاهش می‌یابد تا به مرز خاموشی می‌رسد. در این شعله، بازه کامل نرخ اضمحلال اسکالر دیده شده است.

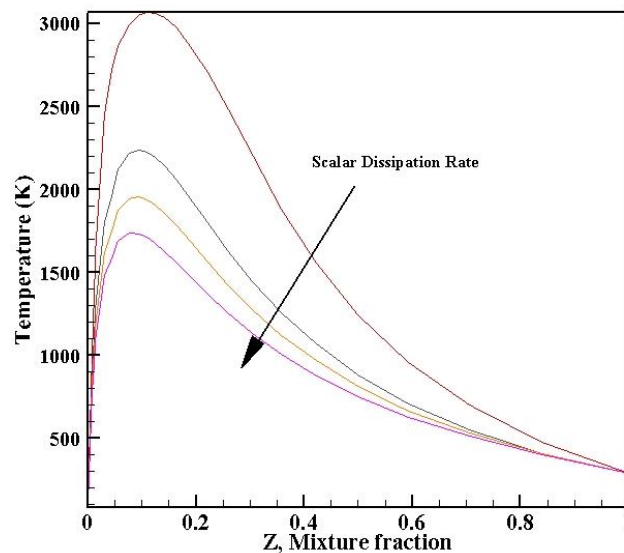


Figure 14- Temperature distribution vs mixture fraction for various scalar dissipation rate
 شکل ۱۴- تغییرات دما بر اساس کسر مخلوط برای نرخ اضمحلال‌های اسکالر مختلف

در خصوص شعله متان-اکسیژن مایع داده‌های تجربی به صورت کمی وجود ندارد و تنها می‌توان مقایسه کیفی بین ساختار شعله بر اساس کانتر توزیع OH برای شرایط تجربی و شبیه‌سازی انجام داد. در شکل ۱۵، کانتر توزیع OH برای حالت تجربی و عددی آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، تطابق مناسبی بین داده‌های تجربی و عددی وجود دارد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، شکل و ابعاد شعله هیدروژن و اکسیژن مایع با شعله متان و اکسیژن مایع کاملاً متفاوت است. در حالی که شعله هیدروژن به صورت کشیده با یک شانه در ناحیه میانی است، شعله متان-اکسیژن مایع به صورت حبابی است. علت این تفاوت در ادامه و با بررسی نسبت شار گرمی و پدیده شبه‌جوشش مورد بررسی کامل قرار می‌گیرد.

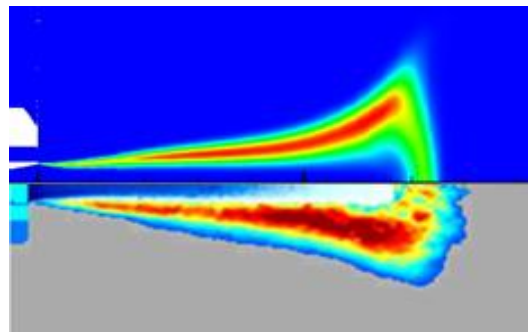


Figure 15- OH contours (mass fraction): (top) experiment data (bottom) present simulation for LOX/CH₄
 شکل ۱۵- کانتر OH (کسر گرمی). بالا) شبیه‌سازی حاضر و پایین) داده تجربی (برای متان و اکسیژن مایع)

در شکل ۱۶، توزیع دما به همراه خطوط جریان نشان داده شده است. شکل شعله همان طور که پیشتر گفته شد، به شکل حبابی است و طول شعله کوتاه است. همان طور که مشاهده می شود، در داخل میدان جریان گردابه های جریانی مختلفی وجود دارد. گردابه بزرگ در پیشانی شعله وجود دارد. این گردابه در اثر انبساط ناگهانی اکسیژن مایع و تبدیل اکسیژن مایع مانند به اکسیژن گازمانند ایجاد می شود. در قسمت محوری محفظه، که دما کمینه است، در فاصله محوری حدوداً ۷۵ میلی متری، هسته چگال اکسیژن به صورت کامل محو می شود و دما افزایش می یابد. مشاهده می شود که در این ناحیه خطوط جریان به صورت گسترده شعاعی می شوند که ناشی از انبساط است. همان طور که پیشتر اشاره شده، با عبور اکسیژن مایع مانند از خط ویدم (پدیده شبه جوشش) و شرایط گذر بحرانی به شرایط کاملاً بحرانی، چگالی کاهش می یابد و یک انبساط در تمام جهات در این قسمت رخ می دهد. در اثر انبساط ناشی از پدیده شبه جوشش، شعله (و جریان متان ورودی) به سمت دیواره منحرف می شود. در اثر برخورد جت متان به دیواره یک ناحیه گردابی نیز در پشت شعله شکل می گیرد. سومین ناحیه چرخشی، که بسیار کوچک تر از دو مورد قبل است، ناشی از لایه برشی گردابه دوم با دیواره تحتانی محفظه ایجاد می شود. ناحیه گردابی اولی که ناشی از پدیده شبه جوشش است منحصر به شعله گذر بحرانی است و در شعله های مادون بحرانی این مورد دیده نمی شود. در مورد شعله فرابحرانی، در ادامه بررسی صورت خواهد گرفت.

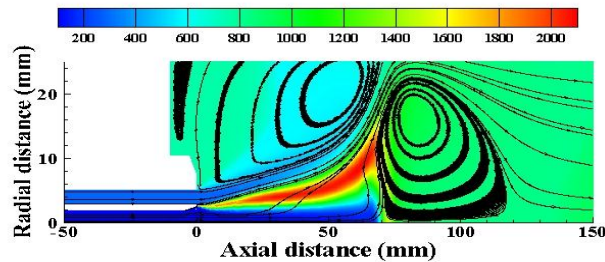


Figure 16- Temperature (K) distribution with streamline for LOX/CH₄
 شکل ۱۶- توزیع دما (کلوین) به همراه خطوط جریان برای شعله متان-اکسیژن مایع

در شکل ۱۷، کانتور توزیع ظرفیت حرارتی محفظه نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود، در ناحیه ای که پدیده شبه جوشش به وقوع می پیوندد ظرفیت حرارتی در بیشینه مقدار خود قرار دارد که ناشی از پدیده شبه جوشش است. به صورت کلی، بین هسته چگال اکسیژن و شعله یک لایه با بیشترین ظرفیت حرارتی شکل می گیرد که به صورت لایه حرارتی عمل می کند. ذکر این نکته لازم است که به منظور شبیه سازی دقیق در این لایه از ابعاد مش در محدوده ۰/۰۵ میلی متر استفاده شده است. در اثر انتقال حرارت بین هسته چگال اکسیژن و جریان گرم تر متان، فرایند انتقال از حالت مایع مانند به گازمانند در اکسیژن رخ می دهد و در نهایت با افزایش انتقال حرارت در حدود ۷۰ میلی متری حجم قابل توجهی اکسیژن خط ویدم را رد می کند و در نتیجه انبساط ناگهانی در جریان رخ می دهد.

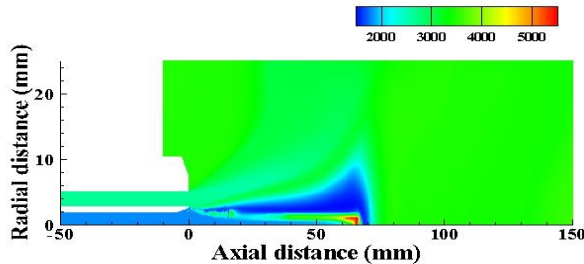


Figure 17- Contours of constant-pressure specific heat (J/Kg.K) for LOX/CH₄
 شکل ۱۷- توزیع ظرفیت حرارتی ویژه شعله متان-اکسیژن مایع در شرایط گذر بحرانی

بررسی اثر شار جرمی بر ساختار شعله

یکی از پارامترهای مهم در شکل شعله و نحوه گسترش آن در جریان‌های واکنشی برشی محوری نسبت شار جرمی سوخت و اکسندنه است. محفظه احتراق RCM03 در دو شرایط شار جرمی متفاوت A60 و C60 تست شده است که تفاوت این دو حالت در میزان دبی جرمی هیدروژن است (با فشار ثابت محفظه). برای بررسی اثر نسبت شار جرمی سوخت و اکسندنه بر رفتار شعله و همچنین نقش پدیده شبه‌جوشش در این اثرات، محفظه احتراق فوق در نسبت شار جرمی‌های مختلف شبیه‌سازی شده است. رابطه مربوط به نسبت شار جرمی از رابطه (۳۹) به‌دست می‌آید. در این حالت، نسبت شار جرمی به‌صورت مستقیم با چگالی جریان و سرعت آن وابستگی دارد. در جدول ۳، میزان دبی جرمی سوخت و اکسندنه و نسبت شار جرمی جت ورودی محاسبه شده است.

$$J = \rho_f u_f^2 / \rho_{ox} u_{ox}^2 \quad (39)$$

جدول ۳- مقادیر نسبت شار جرمی‌های مختلف بررسی‌شده براساس دبی جرمی ورودی (برای هیدروژن و اکسیژن مایع)

Table 3- Various mass flux ratio of fuel and oxidizer (for oxygen and hydrogen)

	Oxygen mass flow rate [Kg/s]	Hydrogen mass flow rate [Kg/s]	Mass Flux Ratio
1 (C60)	0.1	0.04	5
2	0.1	0.05	7.7
3	0.1	0.06	11
4 (A60)	0.1	0.07	14
5	0.1	0.08	19.5
6	0.1	0.09	24

در شکل ۱۸، کانتور توزیع دما برای نسبت شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسندنه به‌همراه خطوط جریان نمایش داده شده است.

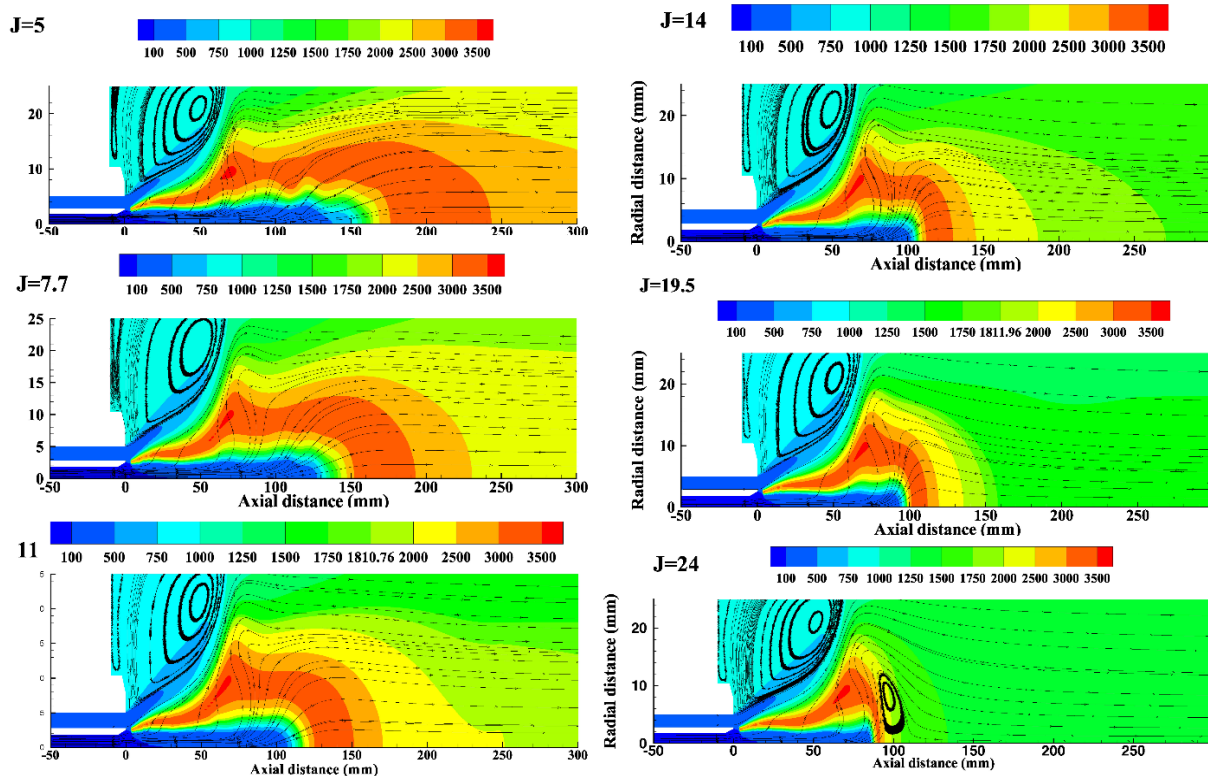


Figure 18- Contours of temperature (K) distribution with stream lines with various mass flow ratio for LOX/H₂
 شکل ۱۸- توزیع دما به‌همراه خطوط جریان در شرایط شارهای جرمی ورودی مختلف برای اکسیژن مایع و هیدروژن

همان طور که مشاهده می شود، با افزایش میزان نسبت شار جرمی از ۵ به نسبت های بالاتر، طول شعله کاهش می یابد. هر چقدر نسبت شار جرمی کاهش بیشتری پیدا می کند، طول هسته چگال اکسیژن کاهش می یابد و همچنین مشاهده می شود که خطوط جریان در حوالی فاصله طولی ۷۰ تا ۱۰۰ میلی متری بر محور طولی محفظه عمودتر می شود. در نسبت شار جرمی ۱۹/۵ شعله بسیار کوتاه می شود و در نهایت در نسبت شار جرمی ۲۴ شعله به صورت حبابی در می آید. این شرایط مشابه شکل اکسیژن مایع و متان در محفظه احتراق RCM03-V4 است [۱۵]. در این شرایط، میزان برگشت خطوط جریان در حوالی ۱۰۰ میلی متری به قدری زیاد است که یک ناحیه چرخشی کامل در پیشانی شعله تولید می کند. این شرایط مشابه شعله ذکر شده در مرجع [۱۵] است. می توان علت این پدیده را در افزایش سرعت ورودی جریان هیدروژن در اثر افزایش دبی جرمی و در نتیجه افزایش بیشتر گرانیوی آشفته گی در ناحیه لایه برشی دانست. در این ناحیه با افزایش میزان نرخ اختلاط و گرانیوی آشفته گی، میزان انتقال انرژی از لایه های پرانرژی تر هیدروژن به لایه های چگال اکسیژن افزایش می یابد و در نتیجه پدیده شبه جوشش با سرعت و نرخ بیشتری صورت می گیرد. افزایش خطوط عمود شده جریان بر محور با افزایش نسبت شار جرمی را نیز می توان در همین راستا تحلیل کرد. با افزایش میزان اکسیژن گازی شده در ناحیه ابتدایی ورودی سوخت و اکسند شعله به دهانه نزدیک تر می شود و در نتیجه در شار جرمی مشخصی به صورت حبابی در می آید. در محفظه احتراق RCM03-V4 نیز به علت چگالی بسیار بالاتر متان نسبت به هیدروژن این شرایط حبابی شدن در نرخ دبی جرمی های پایین تر اتفاق می افتد. در شکل ۱۹، توزیع کانتور دما برای شعله متان و اکسیژن مایع در نسبت شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسند آورده شده است.

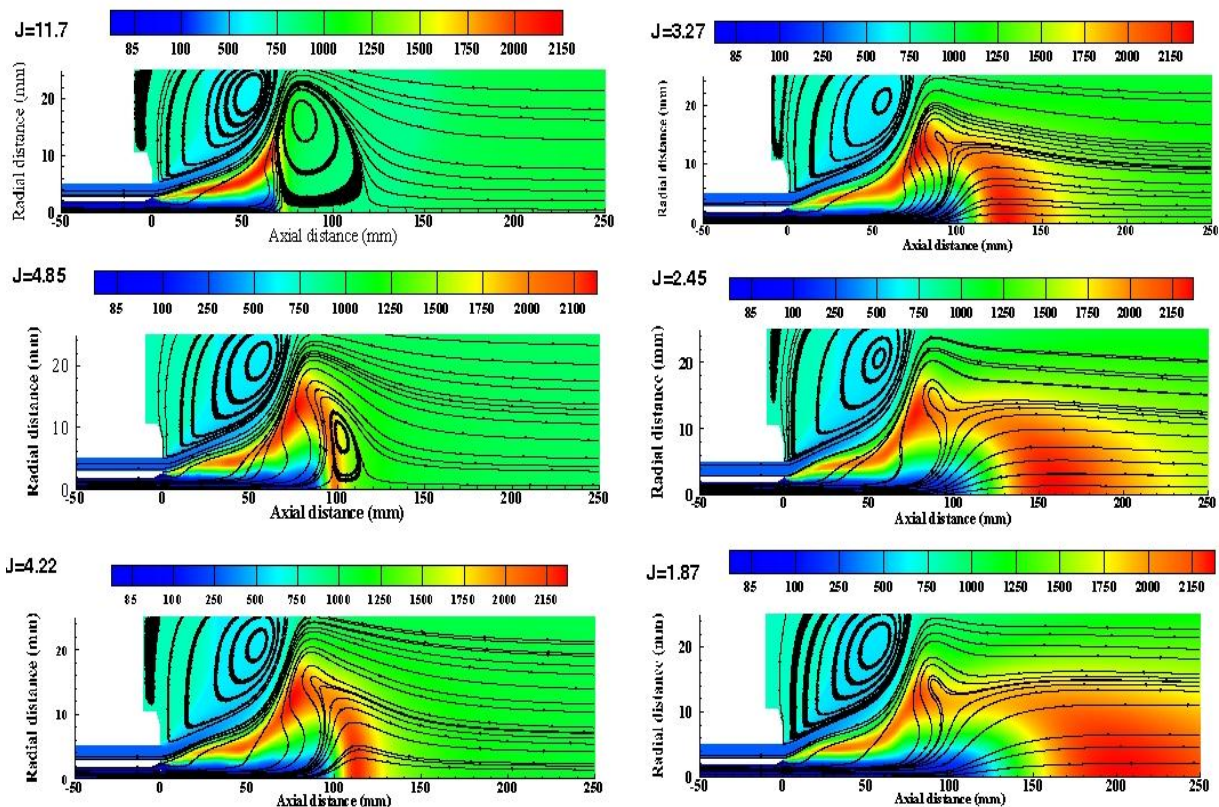


Figure 19- Contours of temperature (K) distribution with stream lines with various mass flow ratio for LOX/CH₄
 شکل ۱۹- توزیع دما به همراه خطوط جریان در شرایط شارهای جرمی ورودی مختلف برای اکسیژن مایع و متان

همان طور که مشاهده می شود با کاهش نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده، طول شعله افزایش پیدا می کند و در نهایت با نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده $1/87$ شکل شعله کامل به شکل شعله هیدروژن و اکسیژن مایع در نسبت شار جرمی 5 نزدیک می شود. در شرایط نسبت شار جرمی $11/7$ یک جریان گردابی قابل توجه در پیشانی شعله شکل گرفته که مشابه شار جرمی 24 شعله هیدروژن و اکسیژن مایع است. این جریان گردابی، همان طور که اشاره شد، در اثر انبساط ناگهانی اکسیژن مایع و تبدیل اکسیژن مایع مانند به اکسیژن گازمانند ایجاد می شود. در قسمت محوری محفظه، که دما کمینه است، در فاصله محوری حدودا 75 میلی متری، هسته چگال اکسیژن به صورت کامل محو می شود و دما افزایش می یابد. مشاهده می شود که در این ناحیه خطوط جریان به صورت گسترده شعاعی می شوند که ناشی از انبساط است. همان طور که پیشتر اشاره شده، با عبور اکسیژن مایع مانند از خط ویدم (پدیده شبه جوشش) و شرایط گذر بحرانی به شرایط کاملا بحرانی، چگالی کاهش می یابد و یک انبساط در تمام جهات در این قسمت رخ می دهد. در اثر انبساط ناشی از پدیده شبه جوشش، شعله (و جریان متان ورودی) به سمت دیواره منحرف می شود. در اثر برخورد جت متان به دیواره یک ناحیه گردابی نیز در پشت شعله شکل می گیرد. در شکل ۲۰، کانتور توزیع کسر جرمی OH برای احتراق متان و اکسیژن مایع در شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسنده نمایش داده شده است.

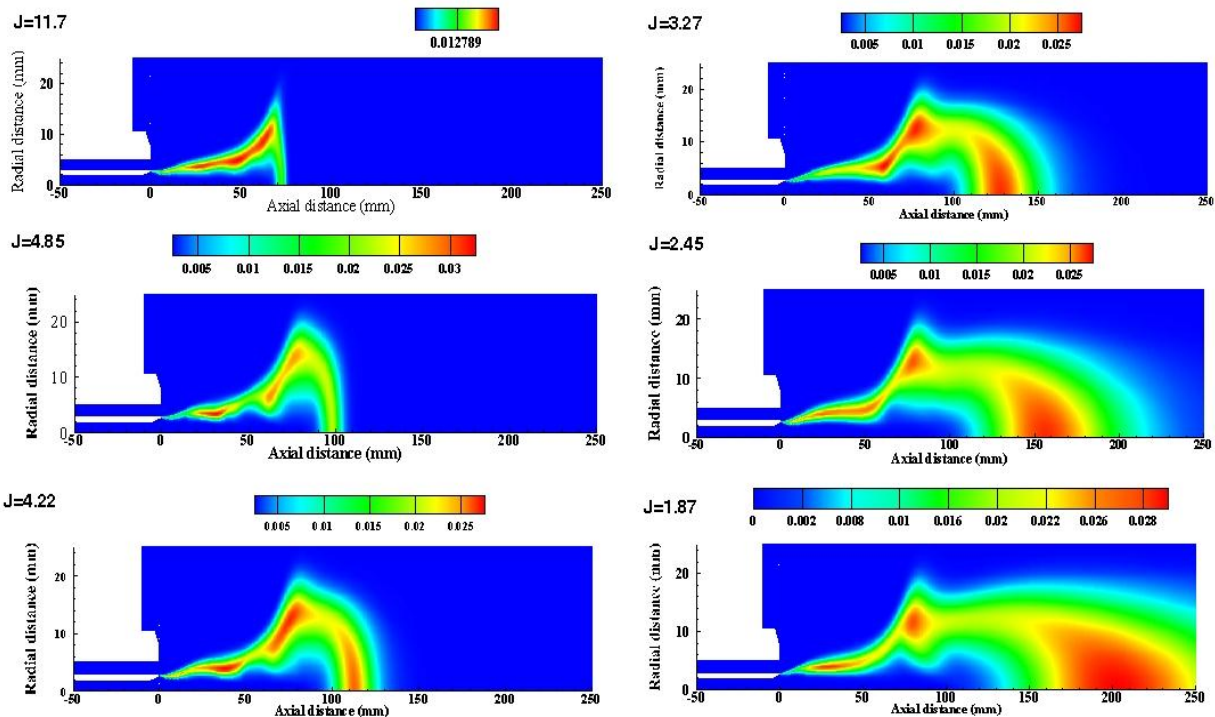


Figure 20- Contours of OH distribution with stream lines with various mass flow ratio for LOX/CH₄

شکل ۲۰- توزیع کسر جرمی OH برای نسبت شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسنده برای اکسیژن مایع و متان

همان طور که مشاهده می شود، با کاهش نسبت شار جرمی، شعله به شدت گسترده می شود. با مقایسه کانتور با شار جرمی $1/8$ با شکل ۱۴ مشاهده می شود که ساختار شعله متان-اکسیژن مایع کاملا مشابه ساختار هیدروژن-اکسیژن مایع می شود. در شکل ۲۱، کانتور گرانیوی آشفته برای احتراق متان-اکسیژن مایع نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود، با افزایش نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده از $11/7$ به $1/87$ میزان گرانیوی آشفته از $0/25$ به $0/1$ کاهش می یابد که بخش مهم این بیشینه در ناحیه حدود 70 میلی متری قرار دارد که پدیده شبه جوشش اتفاق می افتد. با افزایش نسبت شار

جرمی، گرادیان سرعت بین متان گرم‌تر و اکسیژن سردتر افزایش می‌یابد و در نتیجه با افزایش گرانیوی در لایه برشی میزان انتقال انرژی از لایه گرم‌تر به لایه با انرژی کمتر افزایش می‌یابد و در نتیجه پدیده شبه‌جوشش با نرخ و سرعت بیشتری اتفاق می‌افتد. با افزایش حجم تبدیل اکسیژن مایع‌مانند به گازمانند، انبساط بیشتری رخ می‌دهد و در نتیجه شکل شعله کوتاه‌تر و ناحیه گردایی پیشانی شعله گسترده‌تر می‌شود. در نتیجه در شعله‌های گذریحرائی ساختار و شکل شعله به شدت به نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده که منجر به تقویت و یا ضعف پدیده شبه‌جوشش (که منحصر به جریان‌های گذریحرائی است) وابسته است.

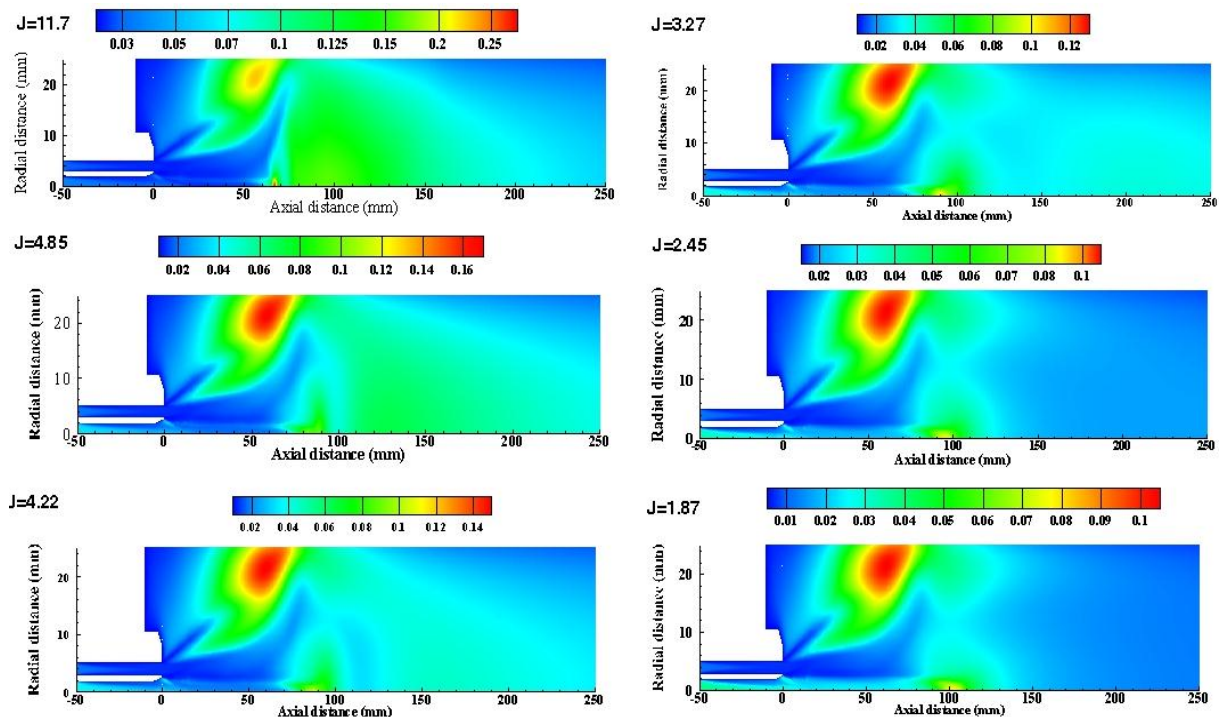


Figure 21- Contours of viscosity distribution with various mass flow ratio for LOX/CH₄

شکل ۲۱- توزیع گرانیوی جریان برای نسبت شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسنده برای اکسیژن مایع و متان

نتیجه‌گیری

در مقاله حاضر، دینامیک جریان شعله‌های گذریحرائی برشی محوری متان-اکسیژن مایع و هیدروژن-اکسیژن مایع بررسی شده است. به منظور صحت‌گذاری، نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی با نتایج تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است. از مدل $k-\epsilon$ استاندارد برای شبیه‌سازی آشفتگی استفاده شده است. به منظور برهمکنش احتراق و آشفتگی، از مدل فلیملت پایا (SLFM) استفاده شده است. جداول مربوط به مدل فلیملت در شرایط گاز واقعی از نرم‌افزار منبع باز کانتر استخراچ شده است. در ابتدا مشاهده می‌شود که علی‌رغم تفاوت قابل توجه در فضای فیزیکی بین شرایط گاز واقعی و گاز ایدئال برای شعله متقابل در محیط کسر مخلوط تفاوت قابل توجهی وجود ندارد. با این حال، در شرایط نزدیک خاموشی تفاوت بین حال گاز واقعی و گاز ایدئال وجود دارد. با بررسی رفتار شعله گذریحرائی برشی محوری مشاهده می‌شود که تاثیر عمده در شکل شعله ناشی از تغییرات نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده است. با افزایش میزان نسبت شار جرمی سوخت به اکسنده، به دلیل افزایش گرانیوی آشفتگی و در نتیجه انتقال حرارت به هسته چگال اکسیژن، پدیده شبه‌جوشش با سرعت و نرخ بیشتری رخ می‌دهد و در نتیجه

طول شعله کاهش می‌یابد. در شعله متان-اکسیژن مایع، به دلیل چگالی بیشتر متان، در نسبت شارهای جرمی کمتر (در حدود ۵)، گردابه پیشانی شعله شکل می‌گیرد، در حالی که برای شعله هیدروژن در نسبت شار جرمی ۲۵ گردابه پیشانی شعله شکل می‌گیرد. دما برای شعله متان و اکسیژن مایع در نسبت شارهای جرمی مختلف سوخت و اکسندۀ آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با کاهش نسبت شار جرمی سوخت و اکسندۀ طول شعله افزایش پیدا می‌کند و درنهایت با نسبت شار جرمی سوخت و اکسندۀ ۱/۸۷ شکل شعله کامل به شکل شعله هیدروژن و اکسیژن مایع در نسبت شار جرمی ۵ نزدیک می‌شود. در شرایط نسبت شار جرمی ۱۱/۷ یک جریان گردابی قابل توجه در پیشانی شعله شکل گرفته است که مشابه شار جرمی ۲۴ شعله هیدروژن و اکسیژن مایع است. این جریان گردابی همان‌طور که اشاره شد، در اثر انبساط ناگهانی اکسیژن مایع و تبدیل اکسیژن مایع‌مانند به اکسیژن گازمانند ایجاد می‌شود. در قسمت محوری محفظه، که دما کمینه است، در فاصله محوری حدوداً ۷۵ میلی‌متری، هسته چگال اکسیژن به صورت کامل محو می‌شود و دما افزایش می‌یابد.

منابع

1. J. W. Foster and R. S. Miller, "Fundamentals of High Pressure Combustion," *Chapter in High Pressure Processes in Chemical Engineering*, Edited by M. Lackner, ProcessEng Engineering GmbH, pp. 53-75, 2010.
2. G. M. Bianchi, P. Pelloni, F. E. Corcione, L. Allocca and F. Luppino, "Modeling atomization of high-pressure diesel sprays," *J. Eng. Gas Turb. Power*, 123, 2001, pp. 419-427.
3. J. Oefelein, R. Dahms, G. Lacaze, J. Manin and L. Pickett, "Effects of pressure on fundamental physics of fuel injection in diesel engines," *Proc. of the 12th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS)*, Heidelberg, Germany, 2012.
4. D. T. Banuti, "Crossing the widom-line-supercritical pseduo-Boiling," *J. Super Fluids*, 98, 2015, pp. 12-16.
5. J. Bellan, "Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling, drops, streams, shear and mixing layers and sprays," *Prog. Energy Combust Sci*, 26, 2000, pp. 329-366.
6. J. A. Newman and T. A. Brzustowski, "Behavior of a liquid jet near the thermodynamic critical region," *AIAA J.*, 9, 1971, pp. 1595-1602.
7. M. Oswald, J. J. Smith, R. Branam, J. Hussong, A. Schik, B. Chehroudi and D. Talley, "Injection of fluids into supercritical environments," *Combust. Sci. Tech.*, 178, 2006, pp. 49-100.
8. W. Mayer, A. Shick, B. Christian Chauveau, I. Go`kalp, D. Talley and R. Woodward, "Atomization and Breakup of Cryogenic Propellants under High-Pressure Subcritical and Supercritical Conditions," *Journal of Propulsion and Power*, 14, No. 5, 1998, pp. 835-842.
9. B. Chehroudi, T. D. Talley and E. Coy, "Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at subcritical and supercritical pressures," *Phys. Fluids.*, 14, No. 2, 2002, pp. 580-861.
10. M. C. Decker, A. Schik, U. E. Meier and R. W. Stricker, "Quantitative raman imaging investigations of mixing phenomena in high pressure cryogenic jets," *Appl. Optics.*, 37, No. 24, 1998, pp. 5620-5627.
11. G. M. Faeth, D. P. Dominicis, J. F. Tulpinsky and D. R. Olson, "Supercritical bipropellant droplet combustion," *Proceeding of Combustion Institute*, 12, 1969, pp. 9-18.
12. R. S. Lazar and G. Faeth, "Bipropellant droplet combustion in the vicinity of the critical point," *Proceeding of Combustion Institute*, 13, 1971, pp. 801-811.
13. j. Smith, D. Klimenko, W. Clauß and W. Mayer, "Supercritical LOX/Hydrogen Rocket Combustion Investigations Using Optical Diagnostics," in *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Indianapolis, 2002.
14. W. Mayer and H. Tamura, "Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine," *Journal of Propulsion and Power*, 12, 1996, pp. 1137-1147.
15. G. Singla, P. Scoufflaire, C. Rolon, S. Candel, S. Zurbach and J. Thomas, "Experiments and Simulation of LOX-CH4 Combustion at High Pressure," *Proceedings of the Combustion Institute*, 30, 2005, pp. 2921-2928.
16. G. Singla, P. Scoufflaire, C. Rolon and S. Candle, "Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion," *Proceedings of the Combustion Institute*, 30, 2005, pp. 2921-2928.
17. D. Salgues, G. Mouis, S. Y. Lee, D. M. Kalitan, S. Pal and R. Santoro, "Shear and Swirl Coaxial Injector Studies of LOX/GCH4 Rocket Combustion Using Non-Intrusive Laser Diagnostics," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno-Nevada, 2006.
18. N. Zong and V. Yang, "High- Pressure LOX/Methane Mixing and Combustion Processes," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2005-0152, Reno, Nevada, 2005.
19. Y. Zong, G. Ribert and V. Yang, "A Flamelet Approach for Modeling of Liquid Oxygen (LOX)/Methane Flames at Supercritical Pressures," AIAA Paper 2008-946, 2008.
20. H. Huo and V. Yang, "Supercritical LOX/Methane Combustion of a Shear Coaxial Injector," AIAA Paper 2011-0326, 2011.

21. G. M. De Giorgi, A. Sciolti and A. Ficarella, "spray and combustion modeling in high pressure cryogenic jet flames," in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, Copenhagen, Denmark, 2012.
22. B. Ivancic and W. Mayer, "Time- and Length Scales of Combustion in Liquid Rocket Thrust Chambers," *Journal of Propulsion and Power*, 18, No. 2, 2002, pp. 247-253.
23. N. Zong, G. Ribert and V. Yang, "A Flamelet Approach for Modeling of Liquid Oxygen (LOX)/Methane Flames at Supercritical Pressures," in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2008.
24. T. Schmitt, Y. Mery, M. Boileau and S. Candel, "Large-Eddy Simulation of oxygen/methane flames under transcritical conditions," *Proceedings of the Combustion Institute*, 33, No. 1, 2011, pp. 1383-1390.
25. N. Zong and V. Yang, "Supercritical LOX/Methane Flame Stabilization and Dynamics of a Shear Coaxial Injector," in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2006.
26. T. Kim, Y. Kim and S. Ku-Kim, "Real-Fluid Flamelet Modeling for Gaseous Hydrogen/Cryogenic Liquid Oxygen Jet Flames at Supercritical Pressure," *The Journal of Supercritical Fluids*, 58, No. 2, 2011, pp. 254-262.
27. L. Cutrone, P. De Palma, G. Pascasio and M. Napolitano, "A Flamelet/Progress-variable Approach for the Simulation of Turbulent Combustion of Real Gas Mixtures," in *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Hartford, 2008.
28. D. T. Banuti and K. Hannemann, "Effect of injector wall heat flux on cryogenic injection," AIAA Paper 2010-7139, Nashville, TN, 2010.
29. D. T. Banuti, V. Hannemann, K. Hannemann and B. Weigand, "An efficient multi-fluid-mixing model for real gas reacting flows in liquid propellant rocket engines," *Combustion and Flame*, 168, 2016, pp. 98-112.
30. Cantera Developers (2012). Cantera: Chemical kinetics, Thermodynamics, Transport properties. Available: <http://cantera.github.com/docs/sphinx/html/index.html>
31. T. Poinsot, and D. Veynante, *Theoretical and numerical combustion*, Philadelphia, R.T. Edwards, PA, 2001.
32. H. Zeinivand and M. Farshchi, "Numerical study of the pseudo-boiling phenomenon in the transcritical liquid oxygen/gaseous hydrogen flame," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 84, 2020.
33. W. P. Jones and B. E. Launder, "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *Int. J. Heat. Mass Trans.*, 15, No. 2, 1972, pp. 301-314.
34. N. Peters, "Laminar Flamelet Concept in Turbulent Combustion," *Proceedings of the Combustion Institute*, 21, No. 1, 1986, pp. 1231-1250.
35. N. Peters, "Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion," *Progress in Energy and Combustion*, 10, No. 3, 1984, pp. 319-339.
36. E. Effelsberg and N. Peters, "Scalar Dissipation rates in turbulent jets and jet diffusion flames," in *22th symp on Combustion*, Pittsburgh, 1988.
37. G. Soave, "Equation constants from a modified redlich-kwong equation of state," *Chem. Eng. Sci.*, 27, No. 6, 1972, pp. 1197-1203.
38. NIST Chemistry Web Book, NIST Standard Database No. 69, June 2005 Release, <http://webbook.nist.gov/chemistry>, Accessed 05/07/2019.
39. T. H. Chung, M. Ajlan, L. L. Lee and K. E. Starling, "Generalized multiparameter correlation for nonpolar and polar fluid transport properties," *Indust. Eng. Chem. Res.*, 27, No. 4, 1988, pp. 671-679.
40. S. Chapman and T. G. Cowling, *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, London, 2nd ed, Cambridge University Press, 1952.
41. S. Takahashi, "Preparation of a generalized chart for the diffusion coefficients of gases at high pressure," *J. Chem Eng Japan.*, 7, No. 6, 1974, pp. 417-420.
42. R. J. Kee, J. A. Miller and G. H. Evans, "A computational model of the structure and extinction of strained, opposed flow, premixed methane-air flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, 22, No. 1, 1989, pp. 1479-1494.
43. H. Huo, X. Wang and V. Yang, "A general study of counterflow diffusion flames at subcritical and supercritical conditions: oxygen/hydrogen mixtures," *Combustion and Flame*, 161, 2014, pp. 3040-3050.
44. J. Li, Z. Zhao, A. Kazakov and F. L. Dryer, "An updated comprehensive chemical kinetics," *Int. J. Chem. Kin.*, 36, No. 10, 2004, pp. 566-575.
45. U. Niemann, K. Seshadri and F. A. Williams, "Methane, ethane, and ethylene laminar counterflow diffusion flames at elevated pressures: experimental and computational investigations up to 2.0 MPa," *Combustion and Flame*, 161, 2014, pp. 138-146.
46. X. Wang, H. Huo and V. Yang, "Counterflow diffusion flames of oxygen and n-alkane hydrocarbons (CH₄-C₁₆H₃₄) at subcritical and supercritical conditions," *Combustion Science and Technology*, 187, 2015, pp. 60-82.
47. M. Habiballah and S. Zurbach, "Test case RCM-3-Mascotte single injector 60 bar," *Proc. 2nd Inter. Workshop Rocket Combust Modeling*, Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt (DLR), Lampoldshausen, Germany, 2001.
48. H. Versteeg and W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*, Addison Wesley-Longman, London, 1995.

English Abstract

Investigation of Transcritical Shear Flow's Dynamics in the GH₂/LOX and GCH₄/LOX Cryogenic Flames with Real Gas SLFM

Hamed Zeinivand^{1*}, Ali Sarvari² and Mohammad Farshchi³

1. Aerospace Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, zeinivand_hamed@ae.sharif.ir

2. Aerospace Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, ali.sarvari@chmail.ir

3. Aerospace Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, farshchi@sharif.edu

*Corresponding author

(Received: 2020.08.29, Received in revised form: 2020.12.12, Accepted: 2021.01.14)

The dynamics of transcritical shear flames of GH₂-LOX and GCH₄-LOX has been investigated numerically. Present results have been compared with available experimental data that show reasonable agreement. The standard k-ε model is applied to simulate flow field. For the combustion and turbulence interaction a steady laminar flamelet model (SLFM) with real gas table has been adapted. Real gas flamelet tables obtained from the Cantera open source code. Initially, it is observed that in the physical space, the difference between real gas condition and ideal gas is significant in terms of the position and dimensions of the flame for the transcritical state. In the mixture fraction space, there is no significant difference between the real gas solution and the ideal gas. However, in near extinction point there is considerable difference. On the other hand it is shown that in the transcritical shear flames the mass flux ratio of fuel and oxidizer is most important parameter from view-point of flame shape and dimension. With increase of the mass flux ratio, the turbulent viscosity and heat transfer in the shear layer increases drastically. Accordingly, the pseudo-boiling phenomenon causes the flame shape and dimension changed remarkably. In the GCH₄-LOX flame due to higher density of methane, at the lower mass flux ratio (about 5), a strong recirculation appeared in the front of the flame, while in the GH₂-LOX flame this vortex formed around mass flux ratio of 25.

Keywords: Transcritical injection, Supercritical flame, Pseudo-boiling phenomenon, Steady laminar flamelet model, Mass flux ratio of fuel and oxidizer