



اثر پدیده شبه جوشش و نسبت شار جرمی بر دینامیک یک شعله برشی محوری در شرایط گذر-بحرانی

حامد زینی‌وند^۱، هادی رضایی^۲، محمد فرشچی^{۳*}

۱- دانشکده مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران

۲- پژوهشگاه فضایی ایران، تهران، ایران

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۳۹۹/۰۵/۱۲

بازنگری: ۱۴۰۰/۰۲/۳۱

پذیرش: ۱۴۰۰/۰۳/۰۱

ارائه آنلاین: ۱۴۰۰/۰۵/۰۳

کلمات کلیدی:

پاشش گذر-بحرانی

احتراق فرا-بحرانی

پدیده شبه جوشش

مدل‌های آشفته‌گی

پیش‌رانه‌های کرایونیک

خلاصه: در مقاله حاضر اثرات مربوط به برهمکنش جت چگالی بالا اکسیژن مایع با جریان سرعت بالای هیدروژن در حضور پدیده شبه-جوشش مورد بررسی قرار گرفته است. در اثر پدیده شبه-جوشش یک انبساط ناگهانی در شعله ایجاد می‌شود که منجر به تشکیل جریان‌های چرخشی می‌شود. مدل‌های آشفته مختلف مورد بررسی قرار گرفته و نشان داده شده است که انتخاب یک مدل آشفته مناسب در جریان‌های واکنشی گذر-بحرانی بسیار حیاتی‌تر از شعله‌های زیر بحرانی و فرا-بحرانی می‌باشد. همچنین بر خلاف انتظار، هسته چگال اکسیژن مایع در جریان غیر واکنشی سریعتر از جریان واکنشی ناپدید می‌شود که این پدیده ناشی از ضعیف شدن قدرت اختلاط در جریان واکنشی به دلیل انبساط شدید ناشی از پدیده شبه جوشش می‌باشد. اثرات نسبت شار جرمی نیز مورد بررسی قرار گرفت و مشاهده شد که با افزایش نسبت شار جرمی از ۵ به محدوده ۲۴، یک جریان چرخشی قوی در پیشانی شعله شکل می‌گیرد و شعله به شکل حبابی در می‌آید که مشابه شعله متان-اکسیژن مایع می‌باشد. افزایش نسبت شار جرمی منجر به افزایش قدرت لایه برشی شده و در نتیجه با افزایش اختلاط، پدیده شبه جوشش با نرخ و سرعت حجم بیشتری رخ می‌دهد. در نهایت افزایش حجم تبدیل اکسیژن از شرایط مایع-مانند به گاز-مانند منجر به تشکیل یک جریان گردابی قدرتمند در پیشانی شعله می‌شود.

۱- مقدمه

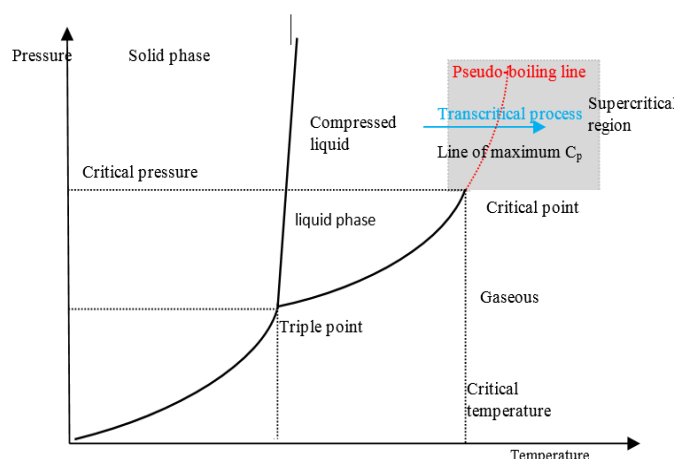
احتراق فشار بالا یک مفهوم پیشرفته جهت افزایش بازده احتراق سیستم‌هایی مانند موتور دیزل، توربین‌های گاز و پیش‌رانش‌های فضایی می‌باشد [۱ و ۲]. محدوده فشاری در محفظه احتراق موتورهای سوخت مایع بین ۵ تا ۲۵ مگاپاسکال می‌باشد که در مقایسه با فشار بحرانی پیش‌رانه‌ها (۱/۳) مگاپاسکال برای هیدروژن، ۴/۶ مگاپاسکال برای متان و ۵ مگاپاسکال برای اکسیژن) به مراتب بیشتر می‌باشد. در این حالت احتراق در شرایط فرا-بحرانی انجام می‌شود که اختلاف بین گاز و مایع قابل تشخیص نمی‌باشد و سیال به لحاظ چگالی مشابه مایع و به لحاظ نفوذ مشابه گاز عمل می‌کند. در عین حال کشش سطحی و آنتالپی تبخیر ناچیز می‌شود [۳-۵]. در پیش‌رانش‌های سوخت مایع فضایی، سوخت و اکسنده پیش از ورود به محفظه دارای دمای زیر بحرانی و پس از وارد شدن به محفظه و افزایش دما دارای دمای فرا-بحرانی می‌باشند. این فرآیند را اصطلاحاً ((گذر-بحرانی)) می‌نامند که پیچیده‌تر از فرآیند فرا-بحرانی می‌باشد [۶ و ۷]. بیشترین تغییرات خواص

ترمودینامیک در سیال فرا-بحرانی هنگامی اتفاق می‌افتد که سیال در رژیم گذر-بحرانی با عبور از خط شبه جوشش از ناحیه مایع-مانند به ناحیه گاز-مانند می‌رود. خط شبه جوشش یا ویدم (خط قرمز رنگ در شکل ۱) که با افزایش ناگهانی در ظرفیت حرارتی ویژه و همچنین گرادیان شدید در چگالی و خواص ترمودینامیکی شناخته می‌شود [۸]، ناحیه گاز-مانند را از ناحیه مایع-مانند در ناحیه فرا-بحرانی جدا می‌کند. به عبارت دیگر در محدوده خط شبه جوشش یک افزایش ناچیز در دما سبب انبساط سیال مایع-مانند و تبدیل آن به شرایط گاز-مانند می‌شود. در این حالت چگالی شدیداً کاهش می‌یابد.

تحقیقات تجربی محدودی در خصوص جریان‌های فرا و فرو بحرانی کرایونیک در شرایط غیر واکنشی وجود دارد [۹-۱۲]. این تحقیقات نشان داده است که اختلاف قابل توجهی بین شکست و اختلاط جت فرا-بحرانی و فرو-بحرانی وجود دارد. در شرایط فرو-بحرانی، جت به لیگامنت‌ها و در نهایت قطرات شکسته می‌شود و به صورت اسپری در می‌آید. در رژیم فرا-بحرانی، لیگامنت‌ها و قطرات با بسته‌های چگالی بالا سیال که از جت اصلی

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: farshchi@sharif.edu

جهت و برهمکنش آن‌ها با محیط سبب تولید و توسعه ساختارهای انگشتی مانند می‌شود. آن‌ها همچنین نشان دادند که ساختارهای انگشتی مانند، تنها در جریان گذر-بحرانی ایجاد می‌شوند. علاوه بر شبیه‌سازی‌های فوق، چندین شبیه‌سازی میانگین رینولدز نایر استوکس برای جریان‌های غیر واکنشی برشی محوری فرا-بحرانی انجام شده است [۲۶ و ۲۷]. کیم و همکاران [۲۶] جریان جت کرایونیک فرا-بحرانی نیتروژن مایع را به کمک مدل آشفتگی $k-\epsilon$ مورد بررسی قرار دادند. مطالعات آن‌ها نشان داده است که با افزایش قدرت شبه-جوشش، طول جت چگال اولیه افزایش می‌یابد. نتایج کار آن‌ها توسط کار حل گردابه بزرگ ژانگ و همکاران [۲۲] تأیید شد. داده‌های تجربی در حوزه احتراق جریان‌های فرا-بحرانی بسیار محدود می‌باشد. علت اصلی این شرایط را می‌توان در محیط بسیار سخت و پیچیده داخل محفظه احتراق در سیستم‌های فرا-بحرانی دانست که اندازه گیری به صورت مداخله‌ای یا غیر مداخله‌ای را بسیار دشوار می‌سازد. غالب داده‌های واکنشی و غیر واکنشی جریان‌های فرا-بحرانی متعلق به تجهیزات احتراق کرایونیک فرا-بحرانی ماسکوت می‌باشد که امکان دسترسی نوری به داخل محفظه را فراهم ساخته است [۲۸-۳۳]. با این حال داده‌های استخراج شده در این تجهیزات نیز (به خصوص برای شرایط واکنشی) ناقص و محدود می‌باشد. در مجموعه این داده‌های استخراج شده، دو مجموعه آرسی ام ۳- تست‌های ای ۶۰ و سی ۶۰، برای احتراق هیدروژن و اکسیژن مایع در شرایط فرا-بحرانی و همچنین دو مجموعه تست آرسی، تست‌های جی ۰۱ و جی ۰۲، مربوط به احتراق متان و اکسیژن مایع در شرایط فرا-بحرانی می‌باشد. هیدن و حبیب‌الله [۳۲] تجهیزات فوق را جهت بررسی احتراق هیدروژن-اکسیژن مایع از شرایط زیر-بحرانی تا فرا-بحرانی مورد استفاده قرار دادند. مقالات مختلفی اخیراً در حوزه شبیه‌سازی احتراق گذر-بحرانی ارائه شده است. موضوع اصلی در این مقالات، بررسی اثرات سیال واقعی و همچنین پدیده شبه جوشش در رفتار رژیم جریان واکنشی گذر-بحرانی بوده است. اشمیت و همکاران [۳۴] و زیپ و همکاران [۳۵] با روش حل گردابه بزرگ پاشش و احتراق اکسیژن مایع و متان را شبیه‌سازی کرده و با کار تجربی سینگلا و همکاران [۳۳] مورد مقایسه قرار داده‌اند. با این حال به دلیل عدد رینولدز بالا، برای آرسی ام ۳- ای ۶۰ کار عددی به روش حل گردابه بزرگ که بازه قابل قبولی از گردابه‌ها را در نظر گرفته باشد، وجود ندارد. غالب کارهای عددی احتراق اکسیژن مایع/هیدروژن گازی به صورت متقارن محوری و بر اساس مدل‌های میانگین رینولدز نایر استوکس می‌باشد [۳۶-۳۸]. کیم و همکاران [۳۹] با به کار گیری روش



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

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

جدا می‌شوند جایگزین می‌شود. لازم به ذکر است، همانطور که گفته شد در شرایط فرا-بحرانی، کنش سطحی سیال از بین می‌رود. میر و همکاران [۱۳ و ۱۴] تزریق گذر-بحرانی (دمای ۱۲۰ کلوین) و فرا-بحرانی (دمای ۱۳۰ کلوین) نیتروژن را در یک محیط با فشار ۴ تا ۶ مگاپاسکل مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها نشان دادند که اثرات خواص سیال واقعی و همچنین افزایش ظرفیت حرارتی ناشی از شبه-جوشش به صورت قابل توجهی بر توسعه جت و اختلاط آن اثر گذار می‌باشد.

حل عددی مستقیم جریان‌های گذر-بحرانی و فرا-بحرانی همچنان بسیار نادر و محدود به جریان‌های با رینولدز پایین، با هندسه‌های بسیار ساده و غیر واکنشی می‌باشد [۱۵-۱۸]. لپنا [۱۶] توانست با این روش پدیده شبه جوشش را شناسایی کند و یک پارامتر شبه جوشش جهت تعیین نرخ انتقال سیال از شرایط مایع-مانند به گاز-مانند معرفی کند. لپنا نشان داد که شار نفوذی عمودی در شرایط گذر-بحرانی متأثر از دما و گرادیان چگالی می‌باشد. حل گردابه بزرگ جهت بررسی رفتار جریان‌های غیر واکنشی گذر-بحرانی و فرا-بحرانی به کار گرفته شده است [۱۹-۲۵]. مولر و همکاران [۱۹] نشان داده‌اند که جریان گذر-بحرانی عموماً گرادیان چگالی بالایی را ظاهر می‌کند که سبب به تأخیر افتادن گسترش ناپایداری شده و در نتیجه انرژی جنبشی آشفتگی را از جهت شعاعی جریان به جهت طولی باز توزیع می‌کند. لاگاززا کورتس و همکاران [۲۰] روش حل گردابه بزرگ را جهت مقایسه جریان‌های گذر-بحرانی و فرا-بحرانی به کار بردند. آن‌ها نتیجه گرفتند که اثر ترکیبی گرادیان بالای چگالی، ناپایداری‌های عرض و طولی (رایلی-تیلور)، ورتکسهای خلاف

شبه-جوشش به اکسیژن گاز-مانند تبدیل می‌شوند، اثر قابل توجهی در شبیه‌سازی دقیق شکل شعله و ساختارهای آن دارد. همچنین نقش مهم این پدیده در انتقال انرژی بین لایه‌های مختلف جریان در شرایط واکنشی و غیرواکنشی به خوبی نشان داده شده است. تفاوت‌های مدل‌سازی در شرایط فرا-بحرانی که پدیده شبه جوشش اتفاق نمی‌افتد از موضوعات قابل توجه می‌باشد که مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین اثرات نسبت شار جرمی سوخت و اکسند در ساختار شعله و نقش پدیده شبه جوشش در این مورد در انتها مورد واکاوی قرار گرفته است.

۲- معادلات حاکم

یک جریان واکنشی حالت پایا به صورت معادلات میانگین گیری شده فاور و به صورت زیر بیان می‌شود [۴۲].

$$\frac{\partial \bar{\rho} u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_i u_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} u_i'' u_j'') \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j h) = u_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial}{\partial x_j} - \bar{\rho} u_j'' h_s'' \right) + \\ \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \sum_{k=1}^N V_{k,j} Y_k h_{s,k} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

که در آن $-$ و \sim به ترتیب نشان دهنده میانگین‌گیری زمانی و فاور می‌باشند.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j Y_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{k,m} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) - \\ \frac{\partial \bar{\rho} u_j Y_k''}{\partial x_j} + \dot{R}_k \end{aligned} \quad (4)$$

۲-۱- مدل آشفته‌گی

سه مدل آشفته‌گی معتبر جهت بررسی اثر مدل آشفته‌گی در شعله برشی

میانگین رینولدز ناوبر استوکس و مدل فیلیمت گاز واقعی جهت برهمکنش احتراق و آشفته‌گی، محافظه احتراق آرسی ام ۳-سی ۶۰ را جهت بررسی رفتار جریان واکنشی برشی محوری گذر-بحرانی اکسیژن مایع/هیدروژن گازی مدل‌سازی کرده‌اند. شبیه‌سازی آن‌ها آشکار ساخت که پدیده شبه-جوشش یک ناحیه چرخشی ضعیف در درون شعله ایجاد می‌کند که به صورت قابل توجهی بر روی شکل شعله، اختلاط و گسترش آن اثر می‌گذارد. در ادامه آن‌ها [۴۰] متد مشابهی را برای مدل‌سازی و بررسی شعله برشی محوری اکسیژن مایع/متان گازی به کار گرفتند و نتایج مشابهی را برای جریان واکنشی پیش‌رانه‌های فوق گرفتند. آن‌ها نشان دادند که با افزایش دمای اکسیژن مایع به فراتر از نقطه بحرانی، شبه-جوشش ضعیف می‌شود و شعله کشیده‌تر می‌شود.

با این حال آن‌ها هیچ اشاره‌ای به نقش مدل آشفته‌گی و اثر اختلاط در شبیه‌سازی خود نداشته‌اند. اخیراً سیدل و همکاران [۴۱] به صورت عددی اکسیژن مایع/هیدروژن گازی (آرسی ام ۳-سی) را سه مدل آشفته‌گی مختلف مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها نشان دادند که مدل اس اس تی کی-امگا شکل شعله را کشیده‌تر پیش بینی می‌کند و در مقایسه با مدل کیو-امگا پخش شدگی کمتری نشان می‌دهد. در بررسی آن‌ها مدل کیو-امگا پیش بینی به لحاظ پروفیل طولی و شعاعی دما در مقایسه با داده‌های تجربی نشان می‌دهد. با اینحال آن‌ها هیچ توضیحی در خصوص اختلاف بین مدل‌های مختلف ندادند و صرفاً مشاهدات مربوط به شبیه‌سازی را گزارش کرده‌اند.

اگرچه توان محاسباتی سخت افزاری در سالهای اخیر افزایش قابل توجهی پیدا کرده است، با این حال، حل گردابه بزرگ و حل عددی مستقیم همچنان برای شبیه‌سازی جریان‌های با عدد رینولدز بالاتر از 10^6 همچنان بسیار پر هزینه و زمان‌بر می‌باشد. با توجه به اینکه در جریان‌های فرا-بحرانی به دلیل چگالی بالا، عدد رینولدز عموماً بالا می‌باشد با این مشکل به صورت گسترده مواجه هستیم. در نتیجه همچنان جهت بسیاری از کارهای طراحی و مهندسی در حوزه احتراق فشار بالا، مدل‌های میانگین رینولدز ناوبر استوکس پرکاربرد می‌باشند. در عین حال استفاده مناسب از این مدل‌ها نیاز به انتخاب مناسب مدل دارد. تاکنون کارهای منسجم و عمیقی جهت بررسی عملکرد مدل‌های آشفته‌گی در جریان‌های گذر- و فرا-بحرانی انجام نشده است. در این مقاله به صورت گسترده به این موضوع پرداخته شده است و نشان داده شده است که در جریان‌های گذر-بحرانی انتخاب صحیح مدل آشفته‌گی بسیاری کلیدی‌تر از جریان‌های زیر- و فرا-بحرانی می‌باشد. پیش بینی موقعیت مکانی که حجم قابل توجهی از اکسیژن مایع-مانند طی فرآیند

$$C_{\mu} = \frac{1}{A_0 + A_s (kU^*/\varepsilon)} \quad (9)$$

که در آن C_1 و C_2 اعداد ثابت می‌باشند و A و A_s توابعی می‌باشند که در مرجع [۴۴] به صورت مفصل توضیح داده شده‌اند. همچنین مدل ریلایزبل k - ε از معادله انتقال متفاوتی برای ترم ε استفاده می‌کند که به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \bar{\rho} C_1 S \varepsilon - \bar{\rho} C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (10)$$

از طرفی ترم ادی ویسکوزیته همگن در معادله اس اس تی کی-امگا از معادله زیر حاصل می‌شود.

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k}{\omega} \quad (11)$$

در این مدل، ترم‌های k و ω از معادلات متفاوتی به دست می‌آیند که به صورت کامل در مرجع [۴۵] توضیح داده شده‌اند.

۲-۲- مدل احتراقی

برای مدل‌سازی احتراق از مدل مشهور مفهوم اضمحلال گردابه که توسعه یافته مدل اضمحلال ادی‌ها می‌باشد استفاده شده است [۴۶]. مدل مفهوم اضمحلال گردابه که توسعه یافته مدل اضمحلال گردابه می‌باشد استفاده شده است [۴۶]. مدل مفهوم اضمحلال گردابه یک مدل با رویکرد جزئیات احتراق در جریان یک مدل با رویکرد جزئیات احتراق در جریان آشفته می‌باشد. فرض این مدل بر این اساس استوار می‌باشد که واکنش در ساختارهای کوچک آشفته‌گی به نام مقیاس‌های کوچک انجام می‌شود. مقیاس طولی و زمانی ساختارهای کوچک به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\xi = 2.1377 \left(\frac{\nu \varepsilon}{k^2} \right)^{1/4} \quad \tau = 0.4082 \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (12)$$

در واقع مدل مفهوم اضمحلال گردابه که توسعه یافته مدل اضمحلال ادی‌ها می‌باشد استفاده شده است [۴۶]. مدل مفهوم اضمحلال گردابه یک

محوری گذر-بحرانی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. به عبارت دیگر برای مدل‌سازی ترم تنش‌های رینولدز از سه مدل آشفته‌گی ادی ویسکوزیته استفاده شده است.

$$\bar{\rho} u_i'' u_j'' = -\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \quad (5)$$

در مدل استاندارد k - ε ادی ویسکوزیته ایزوتروپیک μ_t با استفاده از رابطه زیر مدل می‌شود.

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

که در آن $C_{\mu} = 0.09$ می‌باشد همچنین ترم‌های انرژی جنبشی آشفته‌گی k و همچنین نرخ اضمحلال ادی ε از روابط زیر استخراج می‌شود [۴۳].

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t S^2 - \bar{\rho} \varepsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S^2 - C_{2\varepsilon} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (8)$$

ضرائب ثابت C_{μ} , σ_k , $C_{\tau a}$, C_{1a} و برای مدل استاندارد k - ε در مرجع [۴۳] آورده شده است. مدل ریلایزبل k - ε [۴۴] در دو حوزه با مدل استاندارد تفاوت می‌کند. اولین تفاوت در نحوه محاسبه ادی ویسکوزیته می‌باشد. در این مدل برخلاف مدل استاندارد k - ε که C_1 ثابت در نظر گرفته می‌شود، این پارامتر به صورت متغیری از نرخ کرنش جریان به دست می‌آید که سبب می‌شود که ترم‌های منفی تنش تولید نشوند.

کروی بودن مولکول می‌باشد که در رفتار این ماده در شرایط فشار و دماهای بحرانی تأثیر گذار می‌باشد [۴۸].
برای مخلوط سیال واقعی برای تعداد اجزاء دلخواه می‌توان ضرایب رابط (۱۵) را به صورت زیر محاسبه کرد.

$$\alpha\alpha(T, \omega) = \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} X_i X_j \alpha_{ij} a_{ij}$$

$$b = \sum_{i=1}^{N_s} X_i b_i \quad (16)$$

$$\alpha_{ij} a_{ij} = \sqrt{\alpha_i \alpha_j a_i a_j} (1 - \kappa_{ij})$$

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

$$e(T, \rho) = e_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{P}{\rho^2} - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho$$

$$h(T, P) = h_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{1}{\rho} + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P} \right] dP$$

$$s(T, \rho) = s_0(T, \rho_0) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \quad (17)$$

$$C_V(T, \rho) = C_{V0}(T) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho}^2 / \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{T}$$

در شکل ۲ مقایسه بین داده‌های ان آی اس تی [۴۹]، مدل اس آر کی (استفاده شده در کار حاضر) و شرایط گاز ایده آل، 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 گذر-بحرانی قرار دارد اختلاف بین داده‌های ان آی اس تی با شرایط گاز ایده آل فاصله بسیاری دارد و در دماهای بالاتر از بحرانی به داده‌های گاز ایده آل نزدیک می‌شود. با این حال در بیشتر نقاط، داده‌های مدل اس آر کی با داده‌های ان آی اس تی همخوانی نسبتاً مناسبی دارد و به همین دلیل از این مدل می‌توان برای محاسبه خواص ترمودینامیکی در شرایط فوق بحرانی استفاده کرد. نکته قابل توجه در این قسمت تغییرات شدید خواص ترمودینامیکی شامل چگالی و ظرفیت حرارتی در

مدل با رویکرد جزئیات احتراق در جریان یک راکتور فشار ثابت در هر سلول محاسباتی ایجاد می‌کند. جهت افزایش سرعت محاسبات از متد مرتبه دوم ایسات استفاده شده است. در نتیجه نرخ واکنش برای هر جزء به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\dot{R}_k = \frac{\rho \xi^2}{\tau [1 - \xi^2]} (Y_{k,\tau} - Y_k) \quad (13)$$

که در آن $Y_{k,\tau}$ کسر جرمی مقیاس کوچک جزء بعد از واکنش شیمیایی پس از زمان τ می‌باشد. جهت سینتیک شیمیایی هیدروژن-اکسیژن از مکانیزم پیشنهادی لی و همکاران [۴۷] که شامل ۱۹ واکنش برگشت‌پذیر بین ۸ جزء شیمیایی می‌باشد استفاده شده است.

۲-۳- معادله حالت

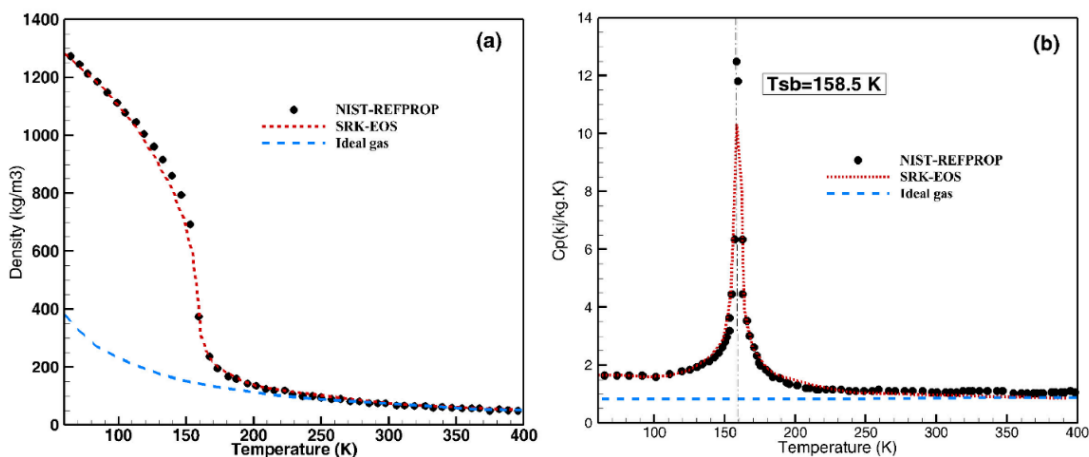
با توجه به اینکه در حالت فرا-بحرانی مشخصات مربوط خواص ترمودینامیکی از حالت گاز ایده‌آل پیروی نمی‌کند در این‌جا از مدل اس آر کی برای اعمال اثر شرایط فرا-بحرانی بر چگالی مخلوط استفاده شده است. مدل اس آر کی از مدل‌های معروف جهت محاسبه مشخصات ترمودینامیکی (چگالی) در شرایط فرا-بحرانی می‌باشد. معادله کیویک این مدل به صورت زیر معرفی می‌شود [۴۸].

$$p = \frac{R_u T}{V - b} - \frac{a(T)}{V^2 + bV} \quad (14)$$

که در آن R_u ثابت جهانی گاز، $V = M/\rho$ حجم مولی می‌باشد که در آن M وزن مولکولی می‌باشد. حجم مؤثر مولکول، b ، از رابطه محاسبه $b = 0.0866 R_u T_u / p_{cr}$ می‌شود که در رابطه فوق CT بیان کننده نقطه بحرانی می‌باشد. برهمکنش بین مولکولی به صورت زیر داده می‌شود.

$$a(T) = a_0 \left[1 + n \left(1 - (T/T_c)^{0.5} \right) \right]^2 \quad (15)$$

$n = 0.480 + 1/57 \omega_i - 0.176 \omega_i^2$ و $a_0 = 0.4275 R_u^2 T_{cr}^2 / p_{cr}$ که در آن ω ضریب استریک می‌باشد. این عدد بیان کننده میزان غیر



شکل ۲. مقایسه خواص ترمودینامیک گاز ایده آل با داده‌های (ان آی اس تی) و رابطه (اس آر کی) برای ظرفیت حرارتی ویژه (راست) - چگالی (چپ) برای اکسیژن در فشار ۶۰ بار

Fig. 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

$$\eta = \eta^* \eta^0 = \eta^* \frac{40.785 F_{Cm} (M_m T)^{1/2}}{V_{Cm}^{2/3} \Omega_v} \quad (18)$$

که در آن $\eta^0 = \eta$ ویسکوزیته فشار پایین و $\eta^* = \eta$ ترم اصلاحی برای

ویسکوزیته فشار بالا و همچنین $\Omega_v = \Omega_{\square}$ انتگرال برخورد و در نهایت

رابطه زیر محاسبه می‌شود. $F_{cm} = 1 - 0/2756 \omega_m + 0/059035 \mu_m^4 + k_m$ می‌باشد. ضریب نفوذ مخلوط از

$$D_{k,m} = \frac{1 - X_k}{\sum_{j,j \neq k} \left(\frac{X_j}{D_{kj}} \right)} \quad (19)$$

که در آن D_{kj} ضریب نفوذ باینری می‌باشد که از رابطه چاپمن-انسکوگ [۵۱] به دست می‌آید. ضریب نفوذ مولکولی فشار پایین با کمک رابطه تاکاهاشی [۵۲] به شرایط فشار بالا گسترش پیدا کرده است.

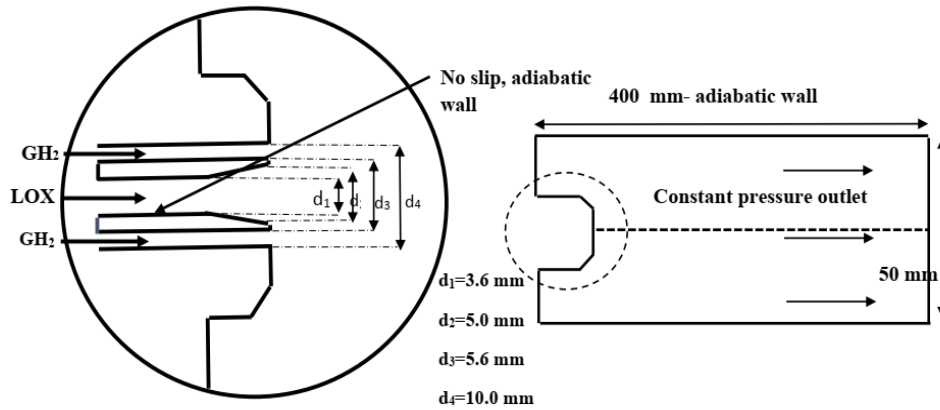
۳- شبیه‌سازی عددی

متد حجم محدود جهت حل معادلات پایستگی جرم، انتقال مومنتم، انرژی و آشفستگی استفاده شده است. ترمهای جابه‌جایی به روش مرتبه دوم بالادست گسسته شده است. ترمهای فشار و سرعت به کمک متد سیمپل

مجاورت دمای شبه جوشش با تغییرات اندک دما می‌باشد. در شرایط گاز ایده آل در بازه دمایی ۵۰ کلوین تا ۴۰۰ کلوین طبق داده‌های جنف تغییرات ظرفیت حرارتی بسیار کم می‌باشد. 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 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.

۲-۴- 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 ویسکوزیته بیشتر بر پایه نتایج چانگ و همکاران [۵۰] که بر اساس تئوری چاپمن-انسکوگ می‌باشد استوار است. این تئوری اصالتاً برای گازهای رقیق، فرموله شده است اما برای فشار-بالا نیز توسعه داده شده است. برای مخلوط‌های فشار بالا (گاز واقعی)، ویسکوزیته η به صورت زیر نوشته می‌شود.



شکل ۳. هندسه محفظه احتراق آرسی ام ۳-۶۰ و مشخصات انژکتور سوخت و اکسند

Fig. 3. schematic geometry of injector and chamber of RCM-03

۱۰ میلیمتر وارد می‌شود. محفظه فشار بالا (آرسی ام ۳) به صورت مکعب مستطیل با عرض و ارتفاع ۵۰ میلیمتر و طول ۴۵۸ میلیمتر می‌باشد. با این حال در شبیه‌سازی حاضر محفظه به صورت ساده شده متقارن محوری با قطر هیدرولیکی معادل مکعب فوق در نظر گرفته شده است. دمای دیواره ادیاباتیک فرض شده است.

نرخ دبی جرمی برای هیدروژن و اکسیژن مایع به ترتیب ۷۰ و ۱۰۰ گرم بر ثانیه می‌باشد. توضیحات بیشتر در خصوص شرایط مرزی در جدول ۱ آورده شده است.

محاسبات به شرایط مرزی به خصوص در مورد انرژی جنبشی آشفستگی k و نرخ اضمحلال ϵ که صورت مستقیم قابل محاسبه نمی‌باشند حساس می‌باشد. به همین دلیل از روابط زیر جهت محاسبه این پارامترها در شرایط مرزی استفاده شده است.

$$k_{inlet} = \frac{3}{2} (|U_{inlet}| I_t)^2 \quad (20)$$

$$\epsilon_{inlet} = \frac{C_\mu^{3/4} k_{inlet}^{3/2}}{0.014 D_h} \quad ; C_\mu = 0.09 \quad (21)$$

$$\omega_{inlet} = \frac{k_{inlet}^{1/2}}{0.038 D_h}$$

سی^۱ کوپل شده‌اند [۵۳]. معیار همگرایی 1×10^{-5} برای تمام ترم‌های انتقال می‌باشد. با توجه به معادلات (۱) تا (۴) ترم‌های تنش‌های رینولدز از مدل‌های آشفستگی محاسبه می‌شود. همچنین برای محاسبه چگالی از رابطه اس آر کی، و ترم‌های دیگر ترمودینامیکی نیز از ترم‌های اصلاحی گاز واقعی استفاده شده است. خواص انتقالی نیز با استفاده از رابطه چانگ محاسبه می‌شود. ترم مربوط به تولید و مصرف اجزا در معادله (۴) از معادله مفهوم اضمحلال ادی طبق رابطه (۱۳) حساب می‌شود. جهت محاسبات بالا از نرم افزار انسیس فلونت^۲ استفاده شده است و ترم‌های مربوط به خواص انتقال برای شرایط گاز واقعی به صورت یو دی اف^۳ وارد نرم افزار شده است.

۳-۱- هندسه و شرایط مرزی

جهت صحت‌گذاری مدل‌سازی حاضر و همچنین تحلیل اختلاط و احتراق شعله برشی محوری اکسیژن مایع/هیدروژن گازی در فشار فرا-بحرانی، محفظه آرسی ام ۳-۶۰ (که در دی ال آر^۴ تست شده است) انتخاب شده است [۳۲]. در هندسه فوق محفظه احتراق با اکسیژن مایع در دمای ۸۵ کلوین و هیدروژن گازی در دمای ۲۸۷ کلوین تغذیه می‌شود. انژکتور (شکل ۳) شامل یک ورودی ساده اکسیژن با قطر ۳/۶ میلیمتر در داخل با یک واگرایی ۸ درجه‌ای و قطر خروجی ۵ میلیمتر می‌باشد. هیدروژن نیز از یک ورودی حلقوی با قطر داخلی ۵/۶ میلیمتر و قطر خارجی

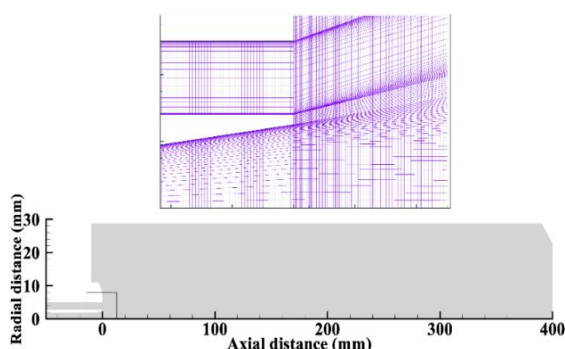
SIMPLEC 1
ANSYS-FLUENT 2

3 User Defined Function
4 DLR

جدول ۱. مشخصات سوخت و اکسند و ورودی به محفظه احتراق ماسکوت A-60

Table 1. Boundary condition of Mascotte RCM-03 (A-60) test cas

جزء شیمیایی	فشار (مگاپاسکال)	دما (کلوین)	دبی جرمی (گرم بر ثانیه)	چگالی (کیلوگرم بر متر مکعب)	سرعت (متر بر ثانیه)
هیدروژن	۶	۲۸۷	۷۰	۵/۵۱	۲۳۶
اکسیژن	۶	۸۵	۱۰۰	۱۱۷۷/۸	۴/۳۵



شکل ۴. شبکه به کار گرفته شده در ناحیه ورودی محفظه احتراق و انژکتور سوخت و اکسند

Fig. 4. Computational domain and near injector grid for A-60

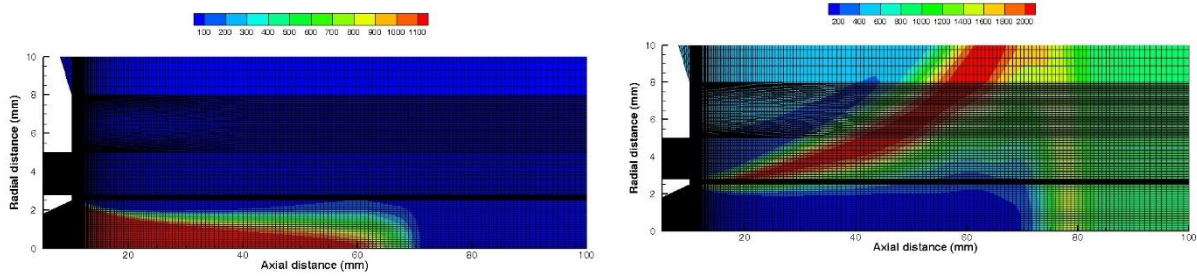
محدوده تأثیر قابل توجهی در شکل شعله نخواهد داشت. به عبارت دیگر میزان تعداد سلول محاسباتی در مرز اکسیژن-گاز-مانند و مایع-مانند در تمام محاسبات به حد کفایت بوده است. در نهایت جهت روشن تر شدن بهتر شرایط برای حل متان-اکسیژن مایع در شکل ۵ کانتورهای چگالی و دما به همراه شبکه محاسباتی آورده شده است. همانطور که مشاهده می شود در نواحی با گرادیان بالای چگالی دارای چگالی بالای مش محاسباتی نیز بالا می باشد. با توجه به تراکم بسیار بالای مش محاسباتی در ناحیه ورودی و شعله در مقایسه با کل محفظه و جهت وضوح بهتر تنها این ناحیه نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود. در ناحیه لبه ورودی تعداد مش محاسباتی بسیار بالا می باشد.

شکل ۶ توزیع شعاعی سرعت محوری و همچنین کسر جرمی اکسیژن در دو فاصله طولی مختلف را برای سه شبکه محاسباتی مختلف (با مدل آشفنگی استاندارد k-ε) نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود انحراف

۳-۲- بررسی استقلال از مش

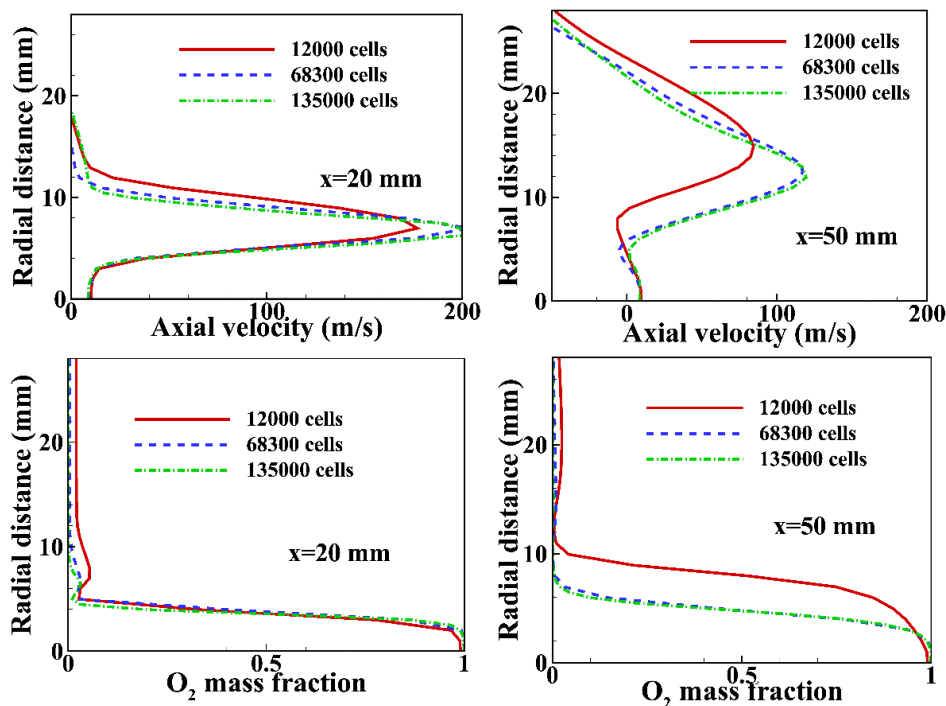
با توجه به اهمیت شرایط شبکه محاسباتی در نواحی نزدیک انژکتور، ابعاد مش در این نواحی به گونه ای در نظر گرفته شده است که مقدر Y^+ کمتر از یک باشد. اثر ابعاد مش بر شبیه سازی حاضر به صورت گسترده مورد بررسی قرار گرفته است. به این منظور، سه نوع شبکه محاسباتی از بازه $1/2 \times 10^4$ تا $1/35 \times 10^5$ عدد سلول محاسباتی در نظر گرفته شده است. در همه این موارد با توجه به گرادیان شدید پارامترهای ترمودینامیکی در جریان گذر-بحرانی، 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 غیر یکنواخت)، و شبکه 310×200 در محفظه احتراق می باشد. لبه ورودی اکسیژن به عنوان یکی از بخش های حیاتی دارای 20 نود محاسباتی می باشد. نحوه پراکندگی شبکه در شکل ۴ قابل مشاهده می باشد.

در خصوص نحوه تطابق مش در ناحیه با گرادیان بالا مانند دما یا چگالی ذکر این نکته ضروری می باشد که همانطور که در شکل ۴ شبکه محاسباتی نشان داده شده است تعداد سلول محاسباتی در ناحیه لبه ورودی اکسیژن به عنوان سیال با چگالی بالا بیشترین میزان می باشد که همین الگو در ادامه محفظه حفظ و گسترش یافته است. یعنی به گونه ای شبکه ایجاد شده است که در مسیر گرادیان چگالی (که در اینجا به نوعی گرادیان دما نیز می باشد) دارای بیشترین تراکم باشد. همچنین در سه نوع سلول محاسباتی که به منظور بررسی استقلال از مش مورد استفاده قرار گرفته است، ریز کردن شبکه در کل ناحیه ورودی تا میانه محفظه (که گرادیان همه پارامترها ناچیز می شود) به صورت یکنواخت انجام شده است و مطابق داده ها از یک



شکل ۵. کانتور توزیع چگالی (چپ) و دما (راست) به همراه چیدمان مش محاسباتی برای احتراق متان-اکسیژن مایع

Fig. 5. Density distribution (left) and temperature distribution (right) with computational mesh configuration for LOX/GCH4 flame



شکل ۶. بررسی استقلال از شبکه محاسباتی مطالعه حاضر (بالا) سرعت محوری. پایین) کسر جرمی اکسیژن

Fig.6. Grid independence of present computations for a) axial velocity and b) LOX mass fraction

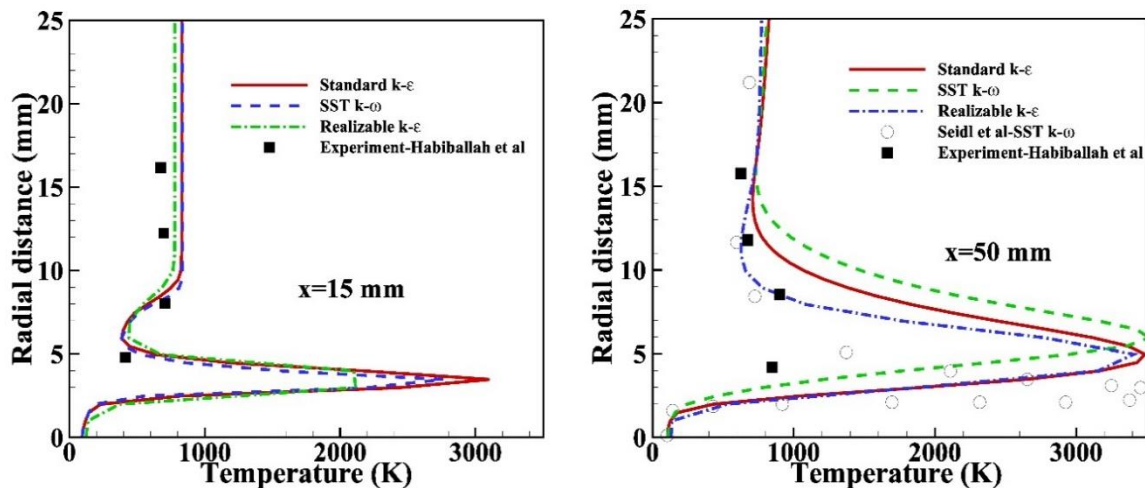
مقادیر شعاعی و محوری دما در برخی مناطق و همچنین اندازه گیری OH می‌باشد. مقایسه توزیع شعاعی دمای پیش بینی شده توسط سه مدل آشفته با مقادیر تجربی برای سه فاصله محوری ۱۵ میلیمتری و ۵۰ میلیمتری از دهانه انژکتور در شکل ۷a و ۷b نشان داده شده است. در نزدیکی انژکتور ($x=15$ mm) شبیه‌سازی انجام شده توسط سه مدل به یکدیگر و همچنین به مقادیر تجربی نزدیک می‌باشد. این ناحیه مربوط به قسمت کم دمای ورودی هیدروژن می‌باشد. در قسمت لایه شعله، داده تجربی پوشش

سرعت محوری و کسر جرمی اکسیژن از ۱۲۰۰۰ سلول به ۶۸۳۰۰ سلول قابل توجه می‌باشد. با این حال این تفاوت برای ۶۸۳۰۰ سلول و ۱۳۵۰۰۰ سلول ناچیز می‌باشد.

۴- بحث و نتیجه گیری

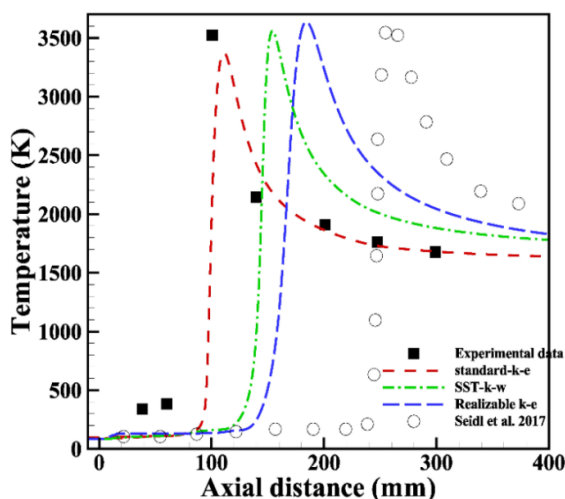
۴-۱- صحنه گذاری نتایج عددی

داده‌های تجربی موجود آزمایش آرسی ام-۳ ای ۶۰ تنها محدود به



شکل ۷. توزیع شعاعی دما، چپ) $x = 15\text{mm}$ و راست) $x = 50\text{mm}$

Fig. 7. Radial distribution of temperature a) $x=15\text{mm}$ and b) $x=50\text{mm}$



شکل ۸. توزیع محوری دما برای مدل‌های آشفته‌گی مختلف

Fig. 8. Axial distribution of temperature along the centerline

موقعیت و شکل فیزیکی شعله) در شکل ۹ آورده شده است. مقایسه فوق نشان می‌دهد مدل استاندارد $k-\epsilon$ توانسته طول و بازشدگی شعله و همچنین ساختار شکلی شعله را به خوبی پیش بینی کند. در اینجا تنها بخشی از کانتور دما نشان داده شده است و برای حل عددی، ابعاد طولی هندسه که ۴۰۰ میلیمتری است به صورت کامل لحاظ شده است لذا علت اختلاف ناشی از طول هندسه نمی‌باشد. برخی از این اختلاف نیز ناشی از عدم قطعیت داده‌های تجربی نیز می‌باشد. لازم به ذکر است که شبیه‌سازی فوق با

مناسبتی جهت صحت‌گذاری نمی‌دهد. در فاصله شعاعی ۳/۵ میلیمتری از مرکز محفظه، هر سه مدل یک افزایش ناگهانی دما را نشان می‌دهند که مربوط به لایه شعله بر روی هسته چگال اکسیژن می‌باشد. در پایین دست و در فاصله محوری، ($x=50\text{ mm}$)، نتایج سه مدل آشفته‌گی حاضر با مقادیر تجربی و همچنین داده‌های سیدل و همکاران [۴۱] با مدل اس اس تی کی-امگا مقایسه شده است. در ناحیه غنی از هیدروژن (فاصله شعاعی ۸ تا ۱۶ میلیمتری) مدل‌ها با نتایج تجربی سازگاری مناسبی نشان می‌دهد.

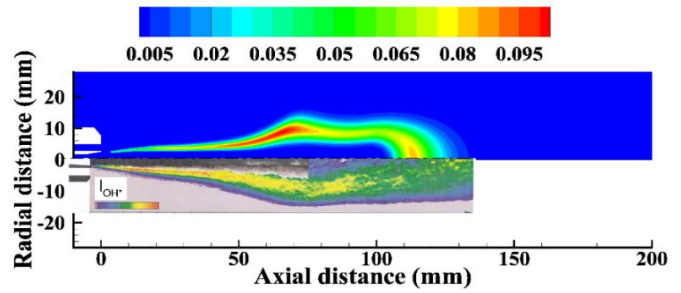
۴-۲- مقایسه مدل‌های آشفته‌گی مختلف

در شکل ۸ توزیع دمای محوری پیش بینی شده توسط سه مدل آشفته‌گی با مقادیر تجربی مقایسه شده است. مدل استاندارد $k-\epsilon$ نسبت به دیگر مدل‌های آشفته‌گی عملکردی بهتری را نشان می‌دهد. با این حال مدل‌های ریلازبل $k-\epsilon$ و اس اس تی کی-امگا کار حاضر و همچنین کار سیدل و همکاران [۴۱] موقعیت بیشینه دما را با صد در صد خطا پیش بینی می‌کنند. در خصوص اختلاف قابل توجه موجود در نتایج بین مدل‌های مشابه استفاده شده در کار حاضر و مقاله سیدل می‌توان به استفاده متفاوت از ضرایب دمپینگ مختلف در کارهای فوق را مورد اشاره قرار داد. در ادامه مشاهده می‌شود که جریان گذر-بحرانی به دلیل وجود پدیده شبه جوشش به شدت به پارامترهای مدل آشفته‌گی حساس می‌باشد و در نتیجه تغییر در ضرایب دمپینگ می‌تواند به اختلاف در نتایج منجر شود.

جهت بررسی کاملتر کانتور مربوط به کسر جرمی OH (به معنی

عملکرد مناسبی در پیش بینی جریان برشی محوری گذر-بحرانی ندارند. اختلاط پیش بینی شده بین هسته چگال مایع-مانند اکسیژن با جریان سرعت بالای هیدروژن در شرایط واکنشی توسط مدل استاندارد $k-\epsilon$ بهتر از مدل‌های دیگر پیش‌بینی می‌شود. می‌توان نتیجه‌گیری کرد علیرغم ذات مدل استاندارد $k-\epsilon$ در پیش بینی بیش از اندازه اختلاط در جریان‌های برشی محوری، این شرایط با فیزیک مسئله حاضر (جریان واکنشی برشی محوری گذر-بحرانی) تطابق بیشتری دارد. به عبارت دیگر این نوع جریان واکنشی دارای اختلاط بیشتری بین جریان‌های هم جت می‌باشد.

جهت بررسی دقیق‌تر علت اختلاف قابل توجه در شبیه‌سازی جریان واکنشی برشی محوری گذر-بحرانی توسط مدل‌های آشفته‌گی مختلف نیاز است تا به ساختار جریان پیش بینی شده توسط این مدل‌ها نگاه عمیق‌تری داشت. در شکل ۱۰a و ۱۰c کانتورهای دما به همراه خطوط جریان و همچنین توزیع چگالی برای سه مدل آشفته‌گی مختلف ارائه داده شده است. شکل‌های ۱۰a و ۱۰c نشان می‌دهند که مدل استاندارد $k-\epsilon$ شعله را به صورت کوتاه‌تر و پهن‌تر پیش‌بینی می‌کند در حالی که مدل ریلایزبل $k-\epsilon$ شعله را کشیده و باریک‌تر نشان داده است. در شکل ۱۰a راست، مشخص است که در مدل استاندارد $k-\epsilon$ هسته چگال اکسیژن در محدوده طولی ۹۵ میلیمتری از ورودی انژکتور ناپدید می‌شود در حالیکه این مقدار برای مدل ریلایزبل $k-\epsilon$ در حدود ۱۴۰ میلیمتر می‌باشد. به نظر می‌رسد اختلاط بیشتر در مدل استاندارد $k-\epsilon$ تنها علت این اتفاق نمی‌باشد بلکه پدیده شبه-جوشش نیز در این میان نقش قابل توجهی ایفا می‌کند. به عبارت دیگر پدیده شبه جوشش در دینامیک شعله به صورت اساسی اثر گذار می‌باشد. در خطوط جریان مدل‌های مختلف در شکل ۱۰ مشخص می‌باشد که در جریان دو ناحیه چرخشی ایجاد می‌شود. ناحیه چرخشی اول در اثر برهمکنش



شکل ۹. کانتور OH (کسر جرمی)، بالا) شبیه‌سازی حاضر پایین) داده تجربی

Fig. 9. OH contours (mass fraction): (top) present simulation, (bottom) experiment

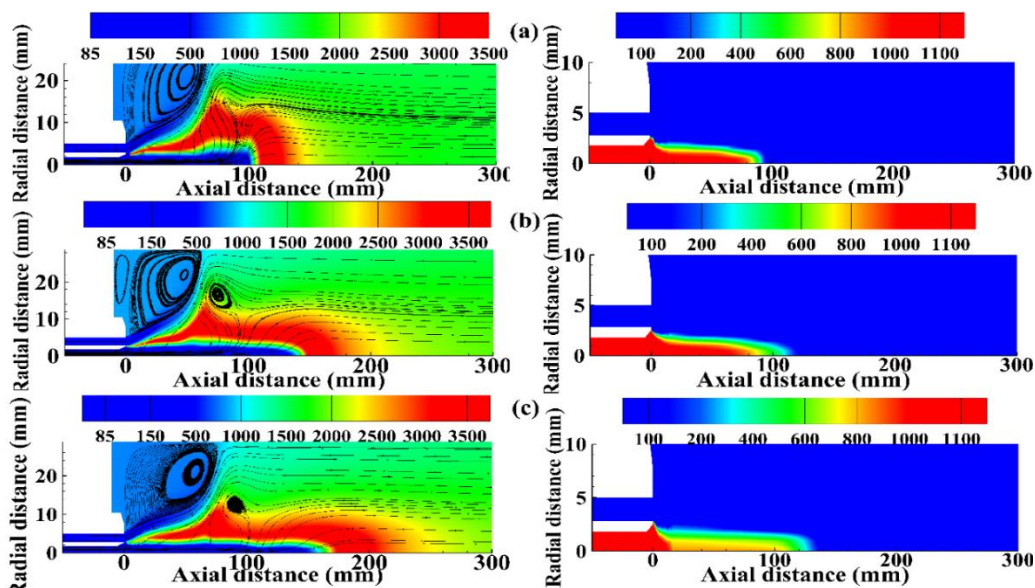
هندسه سه بعدی یک چهارم نیز انجام شده است که نتایج رفتاری یکسانی بین مدل‌ها دیده شده است. می‌توان نتیجه‌گیری کرد که علت اصلی اختلاف بین مدل‌های آشفته‌گی در مشخصات هندسه نمی‌باشد. علت اصلی اختلاف در عملکرد مدل‌ها در پیش بینی نرخ انتقال حرارت در ناحیه جت ورودی می‌باشد که اثر مدل هندسه در آن ناچیز می‌باشد

به صورت کلی مدل استاندارد $k-\epsilon$ معروف به پیش بینی بیش از اندازه اختلاط و گسترش جت جریان‌های لایه‌ای برشی زیر-بحرانی می‌باشد. شبه و همکاران [۴۴] یک مقایسه کامل در خصوص پیش‌بینی جریان‌های لایه‌ای برشی مختلف توسط مدل‌های استاندارد $k-\epsilon$ و ریلایزبل $k-\epsilon$ انجام داده‌اند (جدول ۲). همانطور که مشاهده می‌شود، مدل استاندارد $k-\epsilon$ نرخ گسترش جت را حدوداً ۲۵ درصد بیشتر از میزان تجربی پیش‌بینی می‌کند در حالیکه مدل ریلایزبل $k-\epsilon$ تخمین دقیق‌تری از نحوه باز شدن جت زیر-بحرانی دارد. با این حال شبیه‌سازی حاضر و همچنین کار سیدل و همکاران [۴۱] نشان می‌دهد که نه مدل ریلایزبل $k-\epsilon$ و نه مدل اس اس تی کی-امگا

جدول ۲. نرخ گسترش جریان برشی محوری زیر-بحرانی [۴۴]

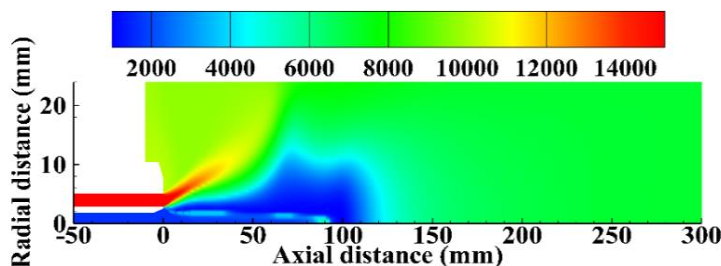
Table. 2. Spreading rates of subcritical turbulent free shear flows

مورد مطالعه شده	مدل ریلایزبل کی-پسیلون	مدل استاندارد کی-پسیلون	اندازه گیری شده
لایه برشی	۰/۱۵۱	۰/۱۵۲	۰/۱۷-۰/۱۳
جت تخت	۰/۱۰۵	۰/۱۰۹	۰/۱۱-۰/۱۰۵
جت دایروی	۰/۰۹۴	۰/۱۱۶	۰/۰۹۵-۰/۰۸۵



شکل ۱۰. کانتور توزیع دما به همراه خطوط جریان (سمت چپ) و چگالی (سمت راست) برای (a) استاندارد k-ε، (b) SST k-ω، (c) ریالیزبل k-ε در شرایط جریان واکنشی

Fig. 10. Contours of temperature (K) distribution with stream lines (left) and density (Kg/m³) (right) for: a) Standard k-ε, b) SST k-ω, c) Realizable k-ε



شکل ۱۱. کانتور توزیع ظرفیت حرارتی ویژه (فشار ثابت) در شرایط استفاده از مدل استاندارد k-ε

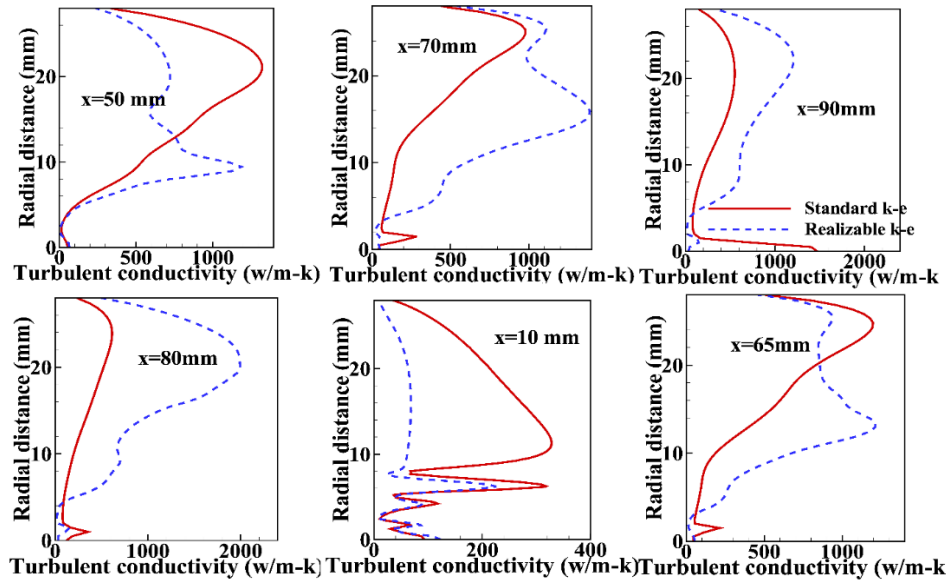
Fig. 11. Contours of constant-pressure specific heat (J/Kg.K) using standard k-ε model

چگالی می‌شود (شکل ۲). این پدیده شدیداً به مکانیزم و شدت انتقال حرارت بین لایه‌های مختلف جریان بستگی دارد که در جریان‌های آشفته، انتقال حرارت آشفته‌گی بسیار مؤثر می‌باشد.

جهت تأیید مباحث فوق در شکل ۱۱ به بررسی توزیع ظرفیت حرارتی ویژه (با استفاده از مدل استاندارد k-ε) در نمای طولی محفظه احتراق پرداخته شده است. نشان داده شده است که در اطراف هسته چگال اکسیژن لایه‌ای شکل گرفته که ظرفیت حرارتی ویژه آن بیشتر از نقاط اطراف می‌باشد. با بررسی و مقایسه این شکل با شکل ۱۱ مشخص می‌شود که این ناحیه همچنان در ناحیه سرد اکسیژن قرار دارد.

همچنین در ناحیه انتهایی هسته چگال این لایه به بیشترین غلظت

بین دیواره و جت خروجی هیدروژن می‌باشد. این ناحیه چرخشی در قسمت غیر واکنشی محفظه می‌باشد و نقش مهمی در اختلاط هیدروژن ورودی با گازهای داخل محفظه دارد. ناحیه چرخشی دوم به صورت غیر قابل انتظار به صورت ضعیف‌تر در داخل شعله شکل می‌گیرد و شکلی شانه‌ای به شعله می‌دهد. این ناحیه چرخشی در اثر ایجاد شبه جوشش برای حجم قابل توجهی از اکسیژن مایع مانند در ناحیه انتهایی هسته چگال ایجاد می‌شود. در اثر تبدیل جرم قابل توجهی از اکسیژن مایع-مانند به گاز-مانند یک انبساط ناگهانی در جریان ایجاد می‌شود که باعث ایجاد جریان چرخشی و شکل شانه‌ای شعله می‌شود. در پدیده شبه جوشش انتقال حرارت کمی از ناحیه پیشانی شعله سبب افزایش شدید در ظرفیت حرارتی ویژه و کاهش شدید



شکل ۱۲. توزیع شعاعی هدایت حرارت آشفتگی در فواصل طولی مختلف برای دو مدل آشفتگی

Fig. 12. Radial distributions of turbulent conductivity at various axial distances

بحرانی پرداخته می‌شود.

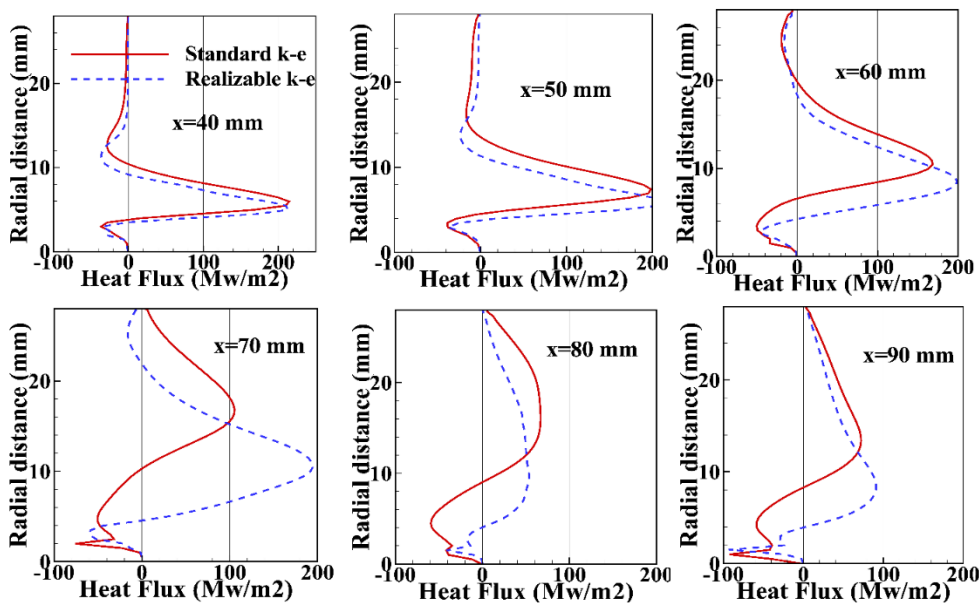
در شکل ۱۲ توزیع شعاعی هدایت آشفتگی برای دو مدل آشفتگی در مقاطع مختلف طولی نشان داده شده است. در ناحیه مجاورت انژکتور در فاصله شعاعی کمتر از ۷ میلی‌متر (فاصله طولی کمتر از ۵۰ میلی‌متر) دو مدل دینامیک جریان مشابهی را پیش بینی می‌کنند. در پایین دست مدل استاندارد $k-\epsilon$ میزان هدایت آشفتگی به مراتب بیشتری را در ناحیه لایه برشی ($r < 50$ mm) پیش بینی می‌کند. در فاصله طولی حدود ۹۰ میلی‌متری این پارامتر به بیشترین مقدار خود می‌رسد. به عبارت دیگر با توجه به اینکه مدل استاندارد $k-\epsilon$ میزان بیشتری از هدایت حرارت آشفتگی را در لایه برشی پیش بینی می‌کند نرخ انتقال حرارت و اختلاط در این مدل بیشتر می‌باشد و در نتیجه میزان تغییرات اکسیژن مایع-مانند به گاز-مانند نیز بیشتر از دیگر مدل‌ها می‌باشد.

جهت ارائه فیزیک دقیق‌تر از این پارامتر و اثر آن بر انتقال حرارت داخل لایه‌های جریان واکنشی گذر-بحرانی در شکل ۱۳ توزیع شعاعی شار حرارتی شعاعی برای مقاطع مختلف طولی آورده شده است. نمودار به خوبی نشان می‌دهد که برای فواصل بیشتر از ۵۰ میلی‌متر، شار حرارت منفی (شار وارده به سمت مرکز محفظه) که توسط مدل استاندارد $k-\epsilon$ پیش بینی شده است، به طرز قابل توجهی بیشتر از مدل ریلازبل $k-\epsilon$ می‌باشد. بیشتر بودن شار حرارتی شعاعی زمینه را جهت به وقوع پیوستن شبه جوشش گسترده در مدل استاندارد فراهم می‌سازد.

خود می‌رسد. در واقع ناحیه فوق مربوط به پدیده شبه جوشش می‌باشد. در این ناحیه اکسیژن مایع-مانند در اثر انتقال حرارت از لایه‌های بالایی خط ویدم را رد کرده و وارد ناحیه گاز-مانند می‌شود و پدیده شبه جوشش رخ می‌دهد. این ناحیه مانند یک شیلد بر روی هسته چگال اکسیژن عمل می‌کند. همانطور که در شکل ۲ نشان داده شد، در این لایه افزایش دما رخ نمی‌دهد و انتقال حرارت لایه‌های بالا صرف تغییر وضعیت سیال و افزایش شدید ظرفیت حرارتی ویژه آن می‌شود. در شکل مشخص می‌شود که با افزایش اندک دما از ۱۵۶ کلوین به ۱۵۸ کلوین (برای اکسیژن در فشار ۶۰ بار)، چگالی شدیداً کاهش می‌یابد و ظرفیت حرارت دچار افزایش شدید می‌شود. در شکل ۱۱ این رفتار به خصوص در فاصله طولی ۶۰ میلی‌متر تا ۹۰ میلی‌متر بیشتر مشاهده می‌شود که در کوتاه‌تر شدن شعله و گسترش آن نقش مهمی ایفا می‌کند.

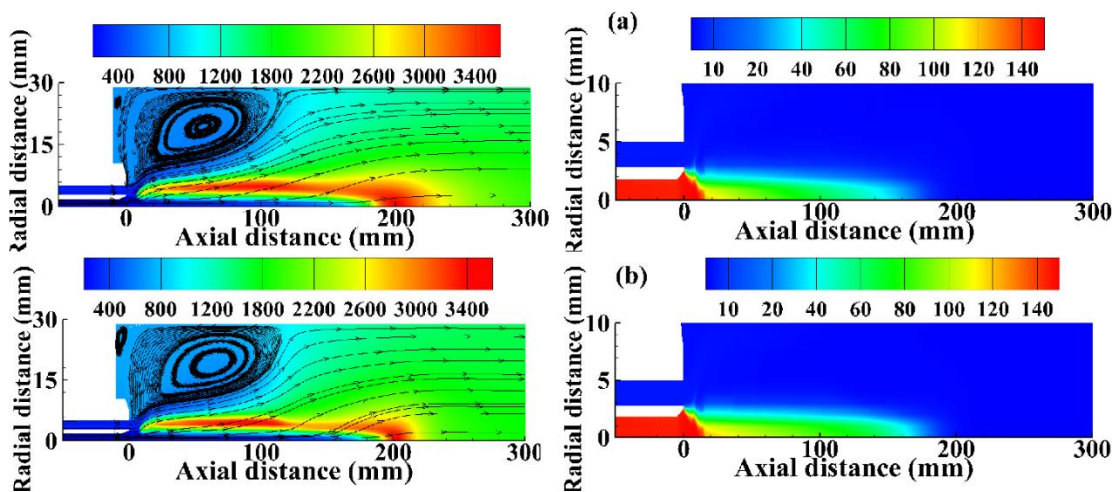
۴-۳- اثر مدل آشفتگی بر پیش بینی شبه پدیده شبه جوشش

موارد بیان شده در بالا، نقش قابل توجه جریان گردابه ای داخل شعله ناشی از انبساط شبه جوشش را تثبیت کرد. همچنین اهمیت شبه جوشش در شکل شعله و نحوه گسترش جریان به وضوح آشکار شد. در اینجا به بیان علت اختلاف بین مدل‌های آشفتگی در پیش بینی طول شعله‌های مختلف در جریان واکنشی برشی محوری هیدروژن/اکسیژن مایع در شرایط گذر-



شکل ۱۳. توزیع شعاعی شار حرارتی در فواصل طولی مختلف برای دو مدل آشفتگی

Fig. 13. Radial distribution of turbulent heat flux at various axial distances



شکل ۱۴. توزیع دما به همراه خطوط جریان (چپ) و چگالی (راست) برای دو مدل آشفتگی استاندارد k-ε (بالا) و ریلایزبل k-ε (پایین) در شرایط دمای اکسیژن ورودی ۲۰۰ کلوین

Fig. 14 Temperature distribution (K) with streamline (left) and density (Kg/m³) distribution (right) for $T_{ox,in}=200K$ a) standard k-ε model and b) realizable k-ε model

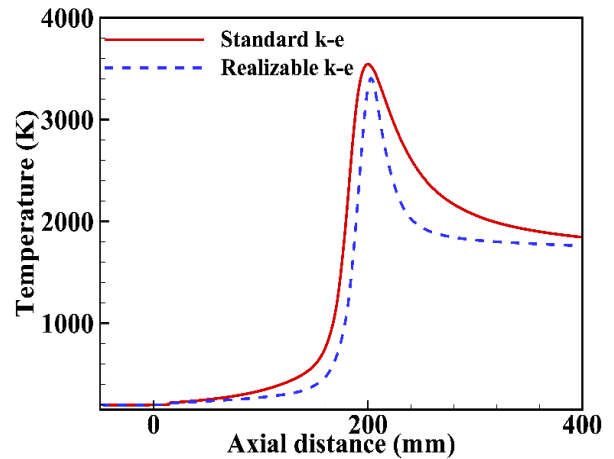
مناسب در شرایط شعله‌گذر-بحرانی کلیدی می‌باشد. با این اوصاف پیش بینی می‌شود در شرایط فرا-بحرانی که پدیده شبه جوش وجود ندارد، این تفاوت عمده در عملکرد مدل‌های آشفتگی وجود نداشته باشد. جهت بررسی این فرضیه، محفظه احتراق (آرسی ام ۳) در شرایطی که جریان اکسیژن ورودی بالاتر از نقطه بحرانی باشد شبیه‌سازی شده است. در شکل ۱۴

۴-۴ نقش مدل آشفتگی در شعله‌فرا-بحرانی

نشان داده شد که در شرایط گذر-بحرانی به دلیل تبدیل حجم قابل توجهی از اکسیژن مایع-مانند به گاز-مانند در طی فرآیند شبه‌جوش، جریان‌های گردابه‌ای شکل می‌گیرد. نرخ این انتقال و شرایط گردابه ایجاد شده به شدت تحت تأثیر مدل آشفتگی قرار می‌گیرد و انتخاب مدل آشفتگی

$$\rho S(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial f}{\partial x} \quad (22)$$

جهت بررسی اثر نسبت شار جرمی سوخت و اکسنده بر رفتار شعله و همچنین نقش پدیده شبه جوشش در این اثرات، محفظه احتراق فوق در نسبت شار جرمی‌های مختلف شبیه‌سازی شده است. رابطه مربوط به نسبت شار جرمی از معادله (۲۲) به دست می‌آید. در این حالت، نسبت شار جرمی به صورت مستقیم با چگالی جریان و سرعت آن وابستگی دارد. در شکل ۱۶ کانتور توزیع دما برای نسبت شار جرمی‌های مختلف سوخت و اکسنده به همراه خطوط جریان نمایش داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش میزان نسبت شار جرمی از ۵ به نسبت‌های بالاتر طول شعله کاهش می‌یابد. هر چقدر نسبت شار جرمی کاهش بیشتری پیدا می‌کند طول هسته چگال اکسیژن کاهش می‌یابد و همچنین مشاهده می‌شود که خطوط جریان در حوالی فاصله طولی ۷۰ تا ۱۰۰ میلیمتری بر محور طولی محفظه عمودتر می‌شود. در نسبت شار جرمی ۱۹/۵ شعله بسیار کوتاه می‌شود و در نهایت در نسبت شار جرمی ۲۴، شعله به صورت حبابی در می‌آید. این شرایط مشابه شکل اکسیژن مایع و متان در محفظه احتراق (آرسی ام- جی ۰۲) می‌باشد [۳۳]. در این شرایط میزان برگشت خطوط جریان در حوالی ۱۰۰ میلیمتری به قدری زیاد است که تولید یک ناحیه چرخشی کامل در پیشانی شعله می‌کند. این شرایط مشابه شعله ذکر شده می‌باشد [۳۳]. می‌توان علت این پدیده را در افزایش سرعت ورودی جریان هیدروژن در اثر افزایش دبی جرمی و در نتیجه افزایش بیشتر ویسکوزیته آشفته‌گی در ناحیه لایه برشی دانست. در این ناحیه با افزایش میزان نرخ اختلاط و ویسکوزیته آشفته‌گی، میزان انتقال انرژی از لایه‌های پر انرژی تر هیدروژن به لایه‌های چگال اکسیژن افزایش می‌یابد و در نتیجه پدیده شبه جوشش با سرعت و نرخ بیشتری صورت می‌گیرد. افزایش خطوط عمود شده جریان بر محور با افزایش نسبت شار جرمی را نیز می‌توان در همین راستا تحلیل کرد. با افزایش میزان اکسیژن گازی شده در ناحیه ابتدایی ورودی سوخت و اکسنده شعله به دهانه نزدیکتر می‌شود و در نتیجه در شار جرمی مشخصی به صورت حبابی در می‌آید. در محفظه احتراق آرسی ام- جی ۰۲ نیز به علت چگالی بسیار بالاتر متان نسبت به هیدروژن این شرایط حبابی شدن در نرخ دبی جرمی‌های پایین‌تر اتفاق می‌افتد.



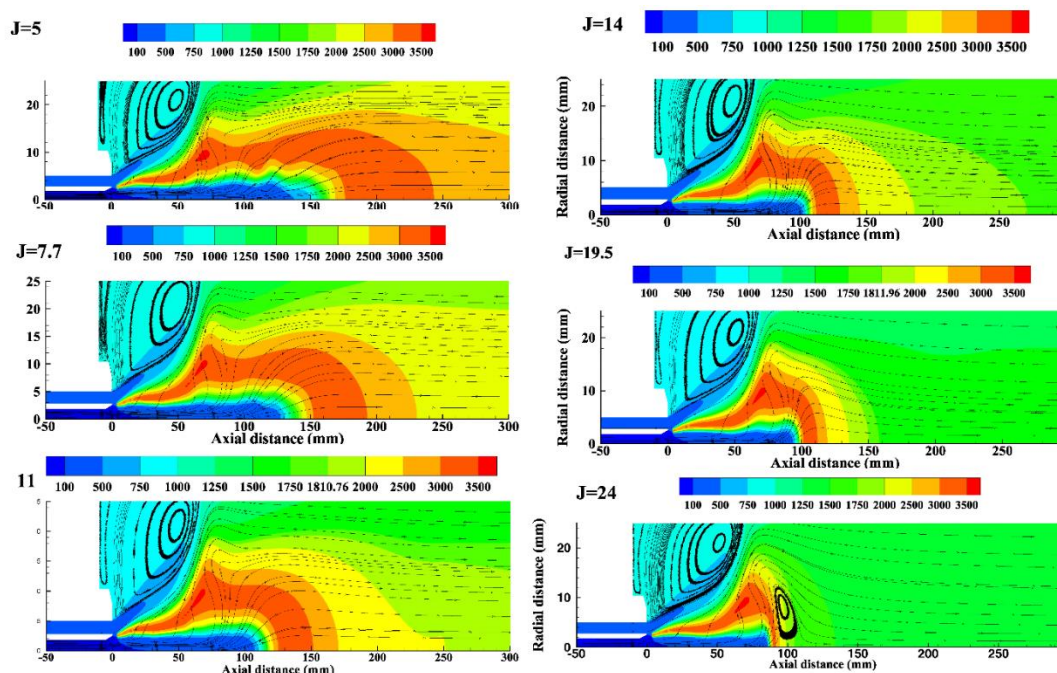
شکل ۱۵. توزیع محوری دما برای دو مدل آشفته‌گی در شرایط دمای اکسیژن ورودی ۲۰۰ کلوین

Fig. 15. Axial temperature for two turbulence models for $To_{x,in}=200K$

کانتور توزیع دما و چگالی به همراه خطوط جریان تحت این شرایط برای دو مدل آشفته‌گی استاندارد k-ε و ریلایزبل k-ε نشان داده شده است. این شرایط نشان دهنده اختلاط و احتراق در شرایط پاشش فرا-بحرانی می‌باشد. همانطور که مشاهده می‌شود در این حالت، پدیده شبه جوشش (وجود لایه‌ای با ظرفیت حرارتی بالا بر روی هسته چگال اکسیژن) وجود ندارد و به همین دلیل تنها یک ناحیه چرخشی ناشی از برهمکنش جت با دیواره ایجاد می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود که طول و شکل کلی شعله برای دو مدل تقریباً مشابه می‌باشد و تفاوت‌های فاحش در شرایط گذر-بحرانی در اینجانب دیده نمی‌شود. در شکل ۱۵ نشان داده شده است که اختلاف بین پیشینه دما بین دو مدل در شرایط پاشش فرا-بحرانی در حدود ۲ درصد می‌باشد در حالی که این میزان برای شرایط گذر-بحرانی در حدود ۱۰۰ درصد می‌باشد.

۴-۵- 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 اکسنده می‌باشد. محفظه احتراق آرسی ام ۳ در دو شرایط شار جرمی متفاوت (ای ۶۰ و سی ۶۰) تست شده است که تفاوت این دو حالت در میزان دبی جرمی هیدروژن می‌باشد (با فشار ثابت محفظه).



شکل ۱۶. توزیع دما به همراه خطوط جریان در شرایط شار جرمی‌های ورودی مختلف

Fig. 16. Contours of temperature (K) distribution with stream lines with various mass flow ratio

۵- جمع بندی

هدف اصلی مقاله حاضر، بررسی عددی نقش پدیده شبه جوشش در احتراق آشفته اکسیژن کرایونیک و هیدروژن گازی در شرایط گذر-بحرانی می‌باشد. مقایسه شبیه‌سازی حاضر با نتایج تجربی موجود مطابقت مناسب داده‌ها را نشان می‌دهد. در نتیجه فرآیند شبیه‌سازی جت واکنشی گذر-بحرانی مورد صحه گذاری قرار گرفت. در این شبیه‌سازی از مدل استاندارد $k-\epsilon$ جهت مدل‌سازی آشفته‌گی جریان و از مدل احتراق مفهوم اضمحلال گردابه به منظور اعمال واکنش‌های شیمیایی و برهمکنش با آشفته‌گی استفاده شده است. جهت بررسی دقیق‌تر آزادسازی انرژی از مکانیزم با ۲۳ واکنش جزء هیدروژن-اکسیژن بهره برده شده است. در شبیه‌سازی حاضر نحوه گسترش شعله، ایجاد جریان‌های گردابی، تغییرات چگالی هسته مرکزی اکسیژن و تغییرات ظرفیت حرارت ویژه ناحیه گذر-بحرانی به خوبی پیش بینی شده است. مدل استاندارد $k-\epsilon$ نتایج رضایت بخشی در مقایسه با داده‌های تجربی دارد. با این حال مدل‌های اس اس تی کی-امگا و ریلایزبل

$k-\epsilon$ شعله را کشیده‌تر و با خطای صد در صدی در تخمین نقطه بیشینه دما پیش بینی می‌کنند. برآورد می‌شود که نه تنها اختلاط آشفته بلکه پدیده شبه جوشش نیز در دینامیک میدان جریان تأثیر عمده می‌گذارد. انتقال حرارت شعاعی به جت چگال اکسیژن در مدل استاندارد $k-\epsilon$ با میزان مناسبتری مدل می‌شود. در این شرایط میزان انتقال اکسیژن مایع مانند به گاز مانند با نرخ بیشتری صورت می‌گیرد که در نتیجه منجر به افزایش انبساط جریان و کوتاهتر شدن شعله می‌شود. می‌توان نتیجه‌گیری کرد علیرغم ذات مدل استاندارد $k-\epsilon$ در پیش بینی بیش از اندازه اختلاط در جریان‌های برشی محوری، این شرایط با فیزیک مسئله حاضر (جریان واکنشی برشی محوری گذر-بحرانی) تطابق بیشتری دارد. به عبادت دیگر این نوع جریان واکنشی دارای اختلاط بیشتری بین جریان‌های هم جت می‌باشد. از آنجا که مدل استاندارد $k-\epsilon$ میزان بیشتری از هدایت حرارت آشفته‌گی را در لایه برشی پیش بینی می‌کند، نرخ انتقال حرارت و اختلاط در این مدل بیشتر می‌باشد و در نتیجه میزان تغییرات اکسیژن مایع-مانند به گاز-مانند نیز بیشتر از دیگر

منابع

- [1] J. Oefelein, R. Dahms, G. Lacaze, J. Manin, 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.
- [2] M. Oswald, J.J. Smith, R. Branam, J. Hussong, A. Schik, B. Chehroudi, D. Talley, Injection of fluids into supercritical environments, Combustion Science and Technology, 178 (2006) 49-100.
- [3] J. Bellan, Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling, drops, streams, shear and mixing layers and sprays, Progress in Energy and Combustion Science, 26(2000) 329-366.
- [4] J. A. Newman, T.A. Brzustowski, Behavior of a liquid jet near the thermodynamic critical region, AIAA J., 9(1971) 1595-1602.
- [5] K. Gong, Y. Cao, Y. Feng, S. Liu, J. Qin, Influence of secondary reactions on heat transfer process during pyrolysis of hydrocarbon fuel under supercritical conditions, Applied Thermal Engineering. 159(2019) 113912.
- [6] D. T. Banuti, Crossing the Widom-line-supercritical pseudo-Boiling, J. Super Fluids, 98(2015) 12-16.
- [7] D.T. Banuti, K. Hannemann, Effect of injector wall heat flux on cryogenic injection, 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Prop Conf. Exhibition, AIAA paper 2010-7139, July 2010.
- [8] S. Kawai, Direct numerical simulation of transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures with strong Real Fluid Effects, 54th AIAA Aero. Sci. Meeting San Diego, California, AIAA paper 2016-1934, 2016.
- [9] B. Chehroudi, T.D. Talley, E. Coy, Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at sub-critical and supercritical pressures,” Physics of Fluids. 14(2) (2002) 580-861.
- [10] M.C. Decker, A. Schik, U.E. Meier, R.W. Stricker, Quantitative Raman imaging investigations of mixing phenomena in high pressure cryogenic jets, Applied Optics. 37(24) (1998) 5620-5627.

مدل‌ها می‌باشد. هنگامی که دمای ورودی اکسیژن نیز مانند فشار در شرایط فرا-بحرانی باشد، پدیده شبه جوشش (وجود لایه‌ای با ظرفیت حرارتی بالا بر روی هسته چگال اکسیژن) وجود ندارد و به همین دلیل تنها یک ناحیه چرخشی ناشی از برهمکنش جت با دیواره ایجاد می‌شود. در این حالت مشاهده می‌شود که طول و شکل کلی شعله برای دو مدل تقریباً مشابه می‌باشد و تفاوت‌های فاحش در شرایط گذر-بحرانی در اینجام دیده نمی‌شود. در نهایت مشاهده می‌شود که با افزایش نسبت شار جرمی سوخت و اکسند به دلیل افزایش قدرت لایه برشی، انتقال اکسیژن مایع-مانند به گاز-مانند با نرخ و حجم بیشتری صورت می‌گیرد و در نتیجه طول هسته چگال و در نهایت شعله کاهش می‌یابد. در نسبت شار جرمی ۲۴ شعله به شکل حبابی در می‌آید و ناحیه گردابی ایجاد شده در اثر انبساط اکسیژن گاز-مانند به پیشانی شعله منتقل می‌شود.

۶- فهرست علائم

علائم انگلیسی

a, b	پارامترهای معادله حالت اس آر کی
B_1, B_2	ضرائب ثابت اسنتریک در معادله اس آر کی
$D_{i,m}$	ضریب نفوذ مولکولی جز i در مخلوط
e	انرژی درونی
F_{cm}	مدل تجربی اسنتریک
I	شدت آشفتنگی
k	انرژی جنبشی آشفتنگی
L	طول مشخصه
Sc	عدد اشمیت
M	وزن مولکولی
X	کسر مولی
Y	کسر جرمی

علائم یونانی

α	ترم وابستگی دمایی
----------	-------------------

زیرنویس

sb	شبه جوشش
i	جز i در مخلوط

بالانویس

$0, *$	شرایط فشار پایین و ترم اصلاحی
--------	-------------------------------

- [22] J. Zhang, X. Zhang, T. Wang, X. Hou, A numerical study on jet characteristics under different supercritical conditions for engine applications, *Applied Energy*, 252(2019) 113428.
- [23] W. Wei, H. Liu, M. Xie, M. Jia, M. Yue, Large eddy simulation and proper orthogonal decomposition analysis of fuel injection under trans/supercritical conditions, *Computers and Fluids*, 30(2019) 150-162.
- [24] T. S. Park, LES and RANS simulation of cryogenic liquid nitrogen jets, *Journal of Supercritical Fluids*, 72(2012) 232-247.
- [25] X. Petit, G. Ribert, G. Lartigue, P. Domingo, Large-Eddy simulation of supercritical fluid injection, *Journal of Supercritical Fluids*, 84(2013) 61-73.
- [26] T. Kim, Y. Kim, S.K. Kim, Numerical study of cryogenic liquid nitrogen jets at supercritical pressures, *Journal of Supercritical Fluids*, 84(2013) 61-73.
- [27] E. L.S.F Antunes, A.R.R. Silva, J. M. M. Barata, RANS modeling of transcritical and supercritical nitrogen, 53rd AIAA aerospace science meeting, 2015, Kissimmee, Florid.
- [28] M. Juniper, A. Tripathi, P. Scoufiare, J.C. Rolon, S. Candel, Structure of cryogenic flames at elevated pressures, *Proceeding of Combustion Institute*, 28(1) (2000) 1103-1109.
- [29] S. Candel, M. Juniper, G. Singla, P. Scouffaire, C. Rolon, Structure and dynamics of cryogenic flames at supercritical pressure, *Combustion Science and Technology*, 178(1) (2006) 161-192.
- [30] W. Mayerm, H. Tamura, Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine, *Journal of Propulsion and Power*. 12 (6) (1996) 1137-1147.
- [31] S. Zurbach, J. Thomas, M. Sion, T. Kachler, L. Vingert, M. Habiballah, Recent advances on LOX/methane combustion for liquid rocket engine injector, 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propul. Conf. Exh. AIAA paper 2002-4321, July 2002.
- [32] S. Candel, M. Juniper, G. Singla, P. Scouffaire, C. Rolon, Structure and dynamics of cryogenic flames at supercritical pressure, *Combustion and Science Technol-*
- [11] A. Roy, C. Segal, Experimental study of fluid jet mixing at supercritical conditions, *Journal of Propulsion and Power*. 26(6) (2010) 1205-1211.
- [12] M. Oswald, A. Schik, Supercritical nitrogen free jet investigated by spontaneous Raman scattering, *Experiments in Fluids*. 27(6) (1999) 497-506.
- [13] W. Mayer, J. Telaar, R. Branam, G. Schneider, J. Hussong, Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure, *Heat and Mass Transfer*. 39 (8) (2003) 709-719.
- [14] R. Branam, W. Mayer, Characterization of cryogenic injection at supercritical pressure, *Journal of Propulsion and Power*. 19 (3) 2003 342-355.
- [15] H. Tani, S. Teramoto, N. Yamanashi, K. Okamoto. A numerical study on a temporal mixing layer under transcritical conditions, *Computers and Fluids*, 85(2013) 93-104.
- [16] P. E. Lapenna, Characterization of pseudo-boiling in a transcritical nitrogen jet, *Physics of Fluids*, 30(2018) 077106.
- [17] P. E. Lapenna, F. Creta, Direct numerical simulation of transcritical jets at moderate Reynolds number, *AIAA Journal*, 57 (2019) 2254-2263.
- [18] F. Reis, P. Obando, I. Shevchuck, J. Janicka, A. Sadiqi, Numerical analysis of turbulent flow dynamics and heat transport in a round jet at supercritical conditions, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 66(2017) 172-184.
- [19] H. Muller, C.A. Niedermeier, J. Mathies, M. Pfitzner, S. Hickel, Large-eddy simulation of nitrogen injection at trans- and supercritical conditions, *Physics of Fluids*, 28(2016) 015102.
- [20] C. Largarza-Cortes, J. R Cruz, M. S. Vazquez, W. V. Rodriguez, Large-eddy simulation of transcritical and supercritical jets immersed in a quiescent environment, *Physics of Fluids*, 31(2019) 025104.
- [21] H. Muller, M. Pfitzner, J. Matheis, S. Hickel, Large-eddy simulation of coaxial LN2/GH2 injection at trans- and supercritical conditions, *Journal of Propulsion and Power*, 32(2016) 46-56.

- 2001.
- [43] W. P. Jones, B. E. Launder, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (۲) ۱۰ ۳۱۴-۳۰۱ (۱۹۷۲).
- [44] T. H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J. Zhu, A new $k-\epsilon$ eddy-viscosity model for high reynolds number turbulent flows - model development and validation, *Computer and Fluids*. 24 (3) (1995) 227-238.
- [45] F. Meter, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA J.* 32 (8) (1994) 1598-1605.
- [46] B. F. Magnussen, On the structure of turbulence and a generalized eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow, 19th AIAA Aerospace Meeting, St. Louis, MO, AIAA Paper 1981-0042, (1981).
- [47] J. Li, Z. Zhao, A. Kazakov, F. L. Dryer, An updated comprehension chemical kinetics, *International Journal of Chemical Kinetics*, 36(10) (2004) 566-575.
- [48] G. Soave, Equation constants from a modified redlich-kwong equation of state, *Chemical Engineering Science*, 27(6) (1972) 1197-1203.
- [49] NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Database No. 69, June 2005 Release, <http://webbook.nist.gov/chemistry>.
- [50] T. H. Chung, M. Ajlan, L.L. Lee, K. E. Starling, Generalized multiparameter correlation for nonpolar and polar fluid transport properties, *Indust. Eng. Chem. Res.* 27(4) (1988) 671-679.
- [51] S. Chapman, T. G. Cowling, *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, 2nd ed, Cambridge University Press, London. (1952).
- [52] S. Takahashi, Preparation of a generalized chart for the diffusion coefficients of gases at high pressure, *J. Chem Eng Japan*. 7 (6) (1974) 417-420.
- [53] P. Vandoormaal, G. Raithby, Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, *Num. Heat. Trans.* 7 (2) (1984) 147-163.
- ogy, 178 (2006) 161-192.
- [33] G. Singla, P. Scoufflaire, C. Rolon, S. Candle, Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion, *Proceeding of Combustion Institute*. 30 (2) (2002) 2921-2928.
- [34] T. Schmitt, Y. Mery, M. Boileau, S. Candel, Large-eddy simulation of oxygen/methane flames under transcritical conditions, *Proceeding of Combustion Institute*. 33 (2011) 1383-1390.
- [35] J. Zips, H. Muller, M. Pfitzner, Efficient thermochemistry tabulation for non-premixed combustion at high-pressure conditions, *Flow, Turbulence and Combustion*, 101(2018) 821-850.
- [36] L. Cutrone, P. de Palma, G. Pascazio, M. Napolitano, A RANS flamelet/progress-variable method for computing reacting flows of real-gas mixtures, *Computer and Fluids*, 39(3) (2010) 485-498.
- [37] M. M. Poschner, M. Pfitzner, CFD-Simulation of injection and combustion of LO_x and H_2 at supercritical pressure, 48th Aerospace Sci. Meeting, AIAA paper 2010-1144, Jan 2010.
- [38] S. Pohl, M. Jarczyk, M. Pfitzner, B. Rogg, Real gas CFD simulation of hydrogen/ oxygen supercritical combustion, *Progress in Propulsion Physics*, 4(2013) 583-614.
- [39] T. Kim, Y. Kim, S. K. Kim, Real-fluid flamelet modeling for gaseous hydrogen/cryogenic liquid oxygen jet flames at supercritical pressure, *Journal of Supercritical Fluids*, 58(2) (2011) 254-262.
- [40] T. Kim, Y. Kim, S. K. Kim, Effects of pressure and inlet temperature on coaxial gaseous methane/liquid oxygen turbulent jet flame under transcritical conditions, *Journal of Supercritical Fluids*, 81(2013) 164-174.
- [41] M. J. Seidl, M. Aigner, R. Keller, P. Gerlinger, CFD simulation of turbulent nonreacting and reacting flows for rocket engine applications, *Journal of Supercritical Fluids*, 121(2017) 63-77.
- [42] Poinso, T., and Veynante, D., *Theoretical and numerical combustion*, R.T. Edwards, Philadelphia, PA,

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

H. Zeinivand, H. Rezaei, M. Farshchi, *Influence of Pseudo-Boiling Phenomenon and the Mass Flux Ratio on the Dynamics of Transcritical Shear Flame*, *Amirkabir J. Mech Eng.*, 53(9) (2021) 4961-4980.

DOI: [10.22060/mej.2021.18643.6895](https://doi.org/10.22060/mej.2021.18643.6895)

