

## مطالعه عددی دینامیک فرایند اختلاط گذر بحرانی در انژکتورهای هم‌محور برشی

عطاءاله پورمحمود<sup>۱\*</sup> و محمد فرشچی<sup>۲</sup>

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، poormahmood@ae.sharif.edu

۲- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، farshchi@sharif.edu

\* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۱۱/۱۴، دریافت آخرین اصلاحات: ۱۴۰۰/۰۱/۲۰، پذیرش: ۱۴۰۰/۰۱/۲۲)

**چکیده:** یک پژوهش عددی، به منظور شناسایی و ارزیابی مشخصه‌های پاشش و اختلاط کرایوژنیک یک انژکتور هم‌محور برشی واقعی، در شرایط گذر بحرانی انجام شده است. بدین منظور، از مدل زیرشبکه‌ای گردابه-لزجتی دینامیکی (برای شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ)، معادله حالت پنگ-راینسون (برای محاسبه خواص ترمودینامیکی)، پایگاه داده NIST (برای تخمین خواص انتقالی سیال کرایوژنیک) و الگوریتم PISO (برای کوپلینگ سرعت و فشار در حلگر جریان) برای تحلیل ویژگی‌های متعدد جریان برشی هم‌محور آشفته در شرایط گذر بحرانی استفاده شده است. همچنین، از نتایج مطالعات تجربی و عددی پیشین برای اعتبارسنجی نتایج عددی پژوهش حاضر استفاده شده که تطابق خوبی بین این نتایج مشاهده می‌شود. در این پژوهش، ضمن آنکه برای نخستین بار دینامیک فرایند اختلاط در یک انژکتور هم‌محور برشی واقعی در شرایط گذر بحرانی بررسی شده است، با تحلیل کمی و کیفی میدان جریان و رتیکال، فرایند اختلاط بررسی شده است. نتایج این مطالعه نشان می‌دهد که به‌علت اثرات قابل توجه پدیده‌های شبه‌جوشش و لایه‌بندی چگالی در ممانعت از رشد پایدار لایه اختلاطی مربوط به جت گذر بحرانی، هسته پتانسیلی جت چگال داخلی بسیار بزرگ‌تر از هسته پتانسیلی جت خارجی است. با وجود این، به‌لطف حساسیت بسیار زیاد ظرفیت گرمایی ویژه به تغییرات دما (در حوالی دمای شبه‌جوشش)، نوسانات ناچیز دما قادر به کاهش شدید مقادیر ظرفیت گرمایی ویژه و در نتیجه شکست موضعی لایه محافظ حرارتی می‌شود که به نوبه خود امکان عملکرد موثر سازوکارهای مولد و رتیسیت و در نتیجه بهبود کیفیت فرایند اختلاط را به وجود می‌آورد.

**کلیدواژگان:** انژکتور هم‌محور برشی، پاشش و اختلاط سیال کرایوژنیک، شرایط گذر بحرانی، لایه اختلاطی، لایه‌بندی چگالی

### مقدمه

امروزه محفظه احتراق بسیاری از موتورهای دیزلی، توربینی و راکتی برای شرایط کاری فشار بالا طراحی می‌شوند تا از این طریق علاوه بر افزایش بازده احتراق، توان تولیدی و یا نیروی پیشران سامانه نیز افزایش یابد. در این شرایط، عمدتاً فشار و دمای محفظه احتراق از مقادیر فشار و دمای بحرانی هر کدام از مولفه‌های سوخت و اکسنده تجاوز می‌کنند که در این حالت، اصطلاحاً پیشرانه‌ها وارد شرایط «فرابحرانی» می‌شوند و قوانین حاکم در شرایط فرابحرانی، رفتار هر کدام از مولفه‌های پیشران را رقم می‌زنند. در شرایط فرابحرانی، تمایزی بین فازهای مایع و گاز وجود نخواهد داشت و سیال چگالی شبه‌مایع و رفتار پخش شبه‌گاز از خود بروز می‌دهد. همچنین، کشش سطحی سیال به سمت صفر گرویده و آنتالپی نهان تبخیر آن از بین می‌رود [۱، ۲]. در چنین شرایطی، با حذف فرایندهای اتمیزاسیون و تبخیر از سلسله فرایندهای متوالی محفظه احتراق، علاوه بر کاهش زمان اقامت پیشرانه‌ها در محفظه احتراق، کیفیت و بازده فرایندهای اختلاط و احتراق نیز به صورت قابل توجهی افزایش می‌یابد که در نهایت منجر به تولید توان یا نیروی پیشران بالاتری می‌شود.

با هدف شناسایی فیزیکی حاکم بر انژکتور برشی در شرایط گذر بحرانی مایر و همکاران [۳-۵] رفتار جت مایع نیتروژنی را که با دمای ۱۰۵ کلوین به درون محفظه پرفشار حاوی نیتروژن گازی در دمای ۳۰۰ کلوین پاشیده می‌شد، ارزیابی کردند. طی این مطالعه، فشار محفظه از مقادیر فرو بحرانی تا مقادیر فرابحرانی تغییر داده شد و تغییرات زیادی در ساختار و پیکره‌بندی جت پاشیده‌شده مشاهده شد. آن‌ها این تغییرات را به کاهش پیوسته کشش سطحی تا اضمحلال کامل آن در شرایط گذر بحرانی و فرابحرانی نسبت دادند. دکر و همکاران [۶]، با مطالعه فرایند پاشش گذر بحرانی نیتروژن، مشاهده کردند که مقدار چگالی به‌صورت پیوسته از هسته چگال جت نیتروژن پاشیده‌شده تا محیط گرم‌تر پیرامونی تغییر می‌کند. آن‌ها نتیجه گرفتند که حالت ترمودینامیکی سیال فرابحرانی پاشیده‌شده (و نه سرعت و یا تکانه آن)، در تعیین نرخ رشد جت پاشیده‌شده، از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است. روی و سگال [۷،۸] اختلاط یک جت گذر بحرانی و فرابحرانی را بر مبنای زاویه بازشوندگی و طول هسته چگال جت ارزیابی کردند. در این مطالعه، از پرفلوروکتان به‌عنوان سیال کاری استفاده شد که از طریق یک انژکتور برشی تک‌پایه درون یک محفظه پرفشار حاوی نیتروژن پاشیده می‌شد. نتایج مشاهدات حاکی از تاثیر زیاد نسبت چگالی محفظه به چگالی سیال پاشیده‌شده بر روی طول هسته جت و میزان بازشوندگی آن بود. دیویس و چهرودی [۹] مشخصه‌های یک انژکتور هم‌محور برشی را در حضور یک میدان تحریک آکوستیکی در شرایط فرو بحرانی، گذر بحرانی و فرابحرانی بررسی کردند و توانستند ارتباط معناداری بین مقادیر متوسط و ریشه دوم متوسط زمانی مجذور<sup>۱</sup> «طول هسته جت» و نسبت تکانه جت خارجی به جت داخلی پیدا کنند. تانی و همکاران [۱۰] جت‌های هم‌محور برشی را در شرایط فرو بحرانی و گذر بحرانی مطالعه کردند. آن‌ها دو ویژگی بارز را در شرایط گذر بحرانی مشاهده کردند: ۱- تشکیل امواج ناپایدار لایه برشی در مجاورت نازل انژکتور و ۲- کنده‌شدن منظم توده‌های جت چگال از انتهای هسته پتانسیلی جت گذر بحرانی داخلی. آن‌ها این ویژگی‌ها را در تصاویر ثبت‌شده از جت پاشیده‌شده در شرایط فرو بحرانی مشاهده نکردند.

در زمینه شناسایی رفتار انژکتورهای برشی در شرایط گذر بحرانی، علاوه بر تحقیقات تجربی، مطالعات عددی قابل توجهی نیز با استفاده از روش‌های RANS، LES<sup>۲</sup> و DNS<sup>۴</sup> انجام شده است. کیم و همکاران [۱۱] با استفاده از مدل اغتشاشی  $k - \epsilon$  ویژگی‌های میدان جریان یک جت کرایونیک<sup>۵</sup> را در شرایط گذر بحرانی مطالعه کردند. آن‌ها با استفاده از معادلات حالت سوآو-ردلیک-وانگ [۱۲] و پنگ-رابینسون [۱۳] خواص ترمودینامیکی مخلوط گذر بحرانی را تخمین زدند. همچنین، با استفاده از مدل‌های چانگ [۱۴] خواص انتقالی سیال (شامل گرانی و رسانش گرمایی) را محاسبه کردند. نتایج شبیه‌سازی‌ها حاکی از آن بود که افزایش قدرت فرایند شبه‌جوشش، طول هسته پتانسیلی جت چگال را افزایش می‌دهد و از این طریق به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای کیفیت فرایند اختلاط را کاهش می‌دهد. زانگ و همکاران [۱۵،۱۶] با استفاده از روش LES، تکامل یک جت تک‌محور گذر بحرانی پاشیده‌شده به درون یک محیط فرابحرانی را بررسی کردند. آن‌ها از معادلات حالت سوآو-ردلیک-وانگ و بندیکت-وب-رابین [۱۷] برای محاسبه خواص ترمودینامیکی و از مدل‌های چانگ [۱۴] برای احتساب خواص انتقالی استفاده کردند. نتایج عددی نشان دادند که در حین تجاوز از دمای بحرانی، رشته‌ای از لایه‌های باریک با گرادپان‌های شدید چگالی، حول جت چگال به‌وجود می‌آیند که مانند یک دیواره جامد عمل کرده و مولفه عمودی انرژی جنبشی اغتشاشی را به مولفه محوری آن انتقال می‌دهند. همچنین، تحلیل عبارات بودجه ورتیسسته<sup>۶</sup> حاکی از آن بود که عبارت گشتاور باروکلینیک (برآمده از لایه‌بندی شدید چگالی بین جریان گذر بحرانی و محیط پیرامونی) و عبارت پخش لزج نقش قابل‌توجهی در فرایند تکامل جت چگال ایفا می‌کنند. اکانگاو و بلن [۱۸-۲۲] با استفاده از روش DNS مشخصه‌های اختلاطی یک لایه برشی زمانی فرابحرانی را برای زوج مولفه  $O_2-H_2$  ارزیابی کردند. بدین‌منظور، آن‌ها از معادله حالت پنگ-رابینسون و قوانین اختلاطی پایه

1. Root Mean Squared (RMS)
2. Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)
3. Large Eddy Simulation (LES)
4. Direct Numerical Simulation (DNS)
5. Cryogenic
6. Vorticity Budget Terms

به صورت کوپل با معادلات بقای دینامیکی و همچنین سه مدل کالیبره شده برای تخمین خواص انتقالی در محدوده فشاری بین ۴۰ و ۸۰ بار و محدوده دمایی بین ۵۰۰ تا ۱۱۰۰ کلوین استفاده کردند. نتایج شبیه سازی‌ها نشان داد که به علت لایه بندی شدید چگالی، فرایند کشش<sup>۱</sup> در لایه برشی لایه بندی شده به طور قابل ملاحظه ای سخت تر از فرایند کشش یک لایه برشی زمانی گازی معادل رخ می دهد. همچنین، تحلیل عبارات مختلف بودجه ورتیسیت، نقش مهم عبارت کج شدگی/کشیدگی ورتیسته<sup>۲</sup> را در تکامل آشفستگی نشان داد. لپنا و کرتا [۲۳-۲۵] با شبیه سازی DNS یک لایه اختلاطی زمانی گذربحرانی نتیجه گرفتند که در صورت استفاده از روش LES در معادلات حاکم، هر قدر تفکیک پذیری شبکه گسسته شده بیشتر شود، سهم بیشتری از تداخل آشفستگی-ترمودینامیک تسخیر شده و مقبولیت فرض  $\bar{\phi}(T) = \phi(\bar{T})$  (که در آن  $\phi$  یک متغیر ترمودینامیکی دلخواه و  $T$  معرف دماست) بیشتر خواهد بود. کورتس و همکاران [۲۶] با استفاده از روش LES فرایند پاشش و اختلاط یک جت برشی تک محور را در شرایط گذربحرانی و فرابحرانی مطالعه کردند. مشابه با پژوهش تجربی چهرودی و همکاران [۲۷، ۲۸]، آن‌ها هم ساختارهایی برآمده، موسوم به ساختارهای شبه انگشتی<sup>۳</sup> را بر روی سطح جت چگال مشاهده کردند که به سمت بالادست جریان متمایل شده بودند. آن‌ها ادعا کردند که اثرات ترکیبی گردان شدید چگالی، ناپایداری ریلی-تیلور طولی و مماسی، ورتیسیت‌های ناهمسان چرخ سوار شده بر سطح جت چگال و برهمکنش آن‌ها با محیط ساکن پیرامونی عامل اصلی ایجاد ساختارهای شبه انگشتی است.

در زمینه شناسایی فرایند پاشش پیشران‌های کرایوژنیک در شرایط گذربحرانی و فرابحرانی از انژکتورهای پیچشی نیز مطالعات محدودی با استفاده از روش‌های شبیه سازی عددی انجام شده است. پورمحمود و همکاران [۲۹] میدان جریان یک انژکتور تک محور پیچشی را با استفاده از RANS شناسایی کرده و با انجام تحلیل‌های دینامیکی توانستند اثرگذاری پدیده‌های مهمی همچون ناحیه باز چرخشی مرکزی، هسته چرخشی پیش رونده، ناپایداری کلون-هلمهولتز را مشاهده کنند. ونگ و همکاران [۳۰] پژوهش مشابهی را بر روی یک انژکتور تک محور پیچشی با استفاده از روش LES انجام دادند. به لطف شبیه سازی کامل میدان جریان (عدم استفاده از قطع‌های استوانه‌ای) و روش‌های گسسته سازی مرتبه بالا، آن‌ها توانستند با روش‌های تحلیل طیفی فرکانس‌های غالب در راستای محوری، شعاعی و مماسی را شناسایی کرده و از این رهاورد سازوکارهای موثر بر توسعه جریان (نظیر لایه برشی، ناپایداری‌های مماسی، مماسی-محوری و آکوستیکی) را شناسایی کنند. همچنین، در مطالعه دیگری، ونگ و همکاران [۳۱، ۳۲] میدان جریان یک انژکتور پیچشی دوپایه با مولفه‌های پیشران اکسیژن مایع و کروسین را شناسایی کرده و پارامترهای هندسی موثر بر میدان جریان را شناسایی کردند. در پژوهش عددی جامعی ژنگ و همکاران [۳۳] توانستند میدان جریان انژکتور پیچشی گاز-مرکز مربوط به موتور روسی RD-170/180 را شبیه سازی کنند. با بررسی میدان جریان لحظه‌ای و متوسط‌گیری شده زمانی، آن‌ها توانستند اثرات مهم پارامترهای هندسی مهمی نظیر طول فرورفتگی مجرای داخلی را بر مشخصه‌های فرایند اختلاط ارزیابی کنند.

مشخصه بندی جریان کرایوژنیک هم محور برشی در شرایط گذربحرانی، هم از نظر مسائل کاربردی و هم از نظر فهم پایه‌ای، از اهمیت زیادی برخوردار است [۲]. مطالعات عددی پیشین از یکسری فرضیات ساده شونده برای ارزیابی این دسته از جریان‌های کرایوژنیک استفاده کرده‌اند. برای مثال، در تعدادی از پژوهش‌ها از اثرات جت خارجی هم محور بر تکامل میدان جریان صرف نظر کرده‌اند. در دسته‌ای دیگر از مطالعات، سعی شده است با شناخت رفتار یک لایه اختلاطی زمانی، ویژگی‌های لایه‌های اختلاطی مکانی استخراج شوند. همچنین، نتایج بسیاری از این مطالعات اعتبارسنجی نشده‌اند. به منظور غلبه بر نواقص مذکور، در پژوهش حاضر با استفاده از روش LES میدان جریان یک انژکتور هم محور برشی واقعی در شرایط گذربحرانی شبیه سازی شده و نتایج به دست آمده با استفاده از نتایج تجربی دیویس و چهرودی [۹] اعتبارسنجی شده‌اند. بنابراین، هدف

1. Entrainment  
2. Vorticity Tilting/Stretching  
3. Finger-like Structures

اصلی و نوآوری این مطالعه عبارت است از شناسایی رفتار یک انژکتور هم‌محور برشی واقعی با در نظر گرفتن: ۱- پدیده‌های غالب مربوط به پیکره‌بندی انژکتور هم‌محور برشی (مانند گردابه‌های بازچرخشی و لایه‌های اختلاطی)، ۲- ویژگی‌های منحصر به فرد شرایط گذر بحرانی (مانند شبه‌جوشش و لایه‌بندی چگالی) و ۳- مقایسه کمی و کیفی میدان جریان انژکتور حاضر در شرایط گذر بحرانی و چگالی ثابت (با هدف تفکیک اثرات لایه‌بندی چگالی و پدیده شبه‌جوشش از پدیده‌های برآمده از هندسه انژکتور، مانند گردابه‌های بازچرخشی). این مهم با تحلیل کیفی توزیع لحظه‌ای و متوسط‌گیری شده زمانی پارامترهای مهم میدان جریان و ارزیابی کمی ورتیسسته و عبارات مولد آن حاصل شده است.

## روش‌های حل عددی

### معادلات حاکم بر میدان جریان

در این مطالعه، معادلات ناویر-استوکس غیرپایای فیلترگیری شده به روش فاوور [۳۴] برای حل میدان جریان کرایوژنیک یک انژکتور هم‌محور برشی در شرایط گذر بحرانی استفاده شده‌اند. این معادلات عبارت‌اند از:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij}^{sgs}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}_s) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_j} - \bar{\rho} (\tilde{u}_j \tilde{h}_s - \tilde{u}_j \tilde{h}_s) \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3)$$

در این معادلات،  $u_j$  معرف سرعت،  $\rho$  معرف چگالی،  $p$  معرف فشار،  $h_s$  معرف آنتالپی محسوس،  $\tau_{ij}$  معرف تانسور تنش لزوج و  $Pr$  معرف عدد پرانتل است. همچنین، در این معادلات،  $(\sim)$  و  $(-)$  به ترتیب نشانگر پارامترهای فیلترگیری شده به روش فاوور و فیلترگیری شده عادی‌اند. مدل‌سازی سطح زیر شبکه با استفاده از یک مدل گردابه-لزجتی تک‌معادله‌ای [۳۵] انجام شده است که در آن تنش‌های زیر شبکه  $(\tau_{ij}^{sgs})$  به صورت زیر توصیف می‌شوند:

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\mu_T \left( \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \bar{\rho} k^{sgs} \delta_{ij} \quad (4)$$

که در آن،  $\tilde{S}_{ij}$  تانسور نرخ کرنش فیلترگیری شده و  $\mu_T$  لزجت اغتشاشی زیر شبکه است که با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\mu_T = \bar{\rho} C_k \Delta (k^{sgs})^{1/2} \quad (5)$$

که در آن،  $\Delta$  عرض فیلتر  $(\Delta)^{1/3}$  با  $(\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  برابر است. در معادلات (۴) و (۵)، انرژی جنبشی زیر شبکه  $(k^{sgs})$ ، با یک معادله انتقالی [۳۶] و ضریب  $C_k$  با استفاده از رویکرد بالانس دینامیکی موضعی جرمانو و همکاران [۳۷] تعیین می‌شوند. مزیت اصلی استفاده از مدل‌های دینامیکی نسبت به مدل‌های زیر شبکه استاتیکی آن است که به جای استفاده از یک ثابت عمومی برای شبیه‌سازی انواع میدان‌های اغتشاشی (نظیر لایه برشی، جریان نزدیک دیواره، رژیم انتقالی، جریان‌های بازچرخشی و غیره) از یک ثابت دینامیکی استفاده می‌شود که بر اساس یک اتحاد جبری بین تنش‌های زیر شبکه در دو سطح فیلترگیری شده مختلف و تنش‌های اغتشاشی تسخیر شده به دست می‌آید [۳۶، ۳۷]. همان‌طور که در ادامه نیز اشاره می‌شود، وجود پدیده‌های مختلف موثر در توسعه میدان آشفتگی در شبیه‌سازی حاضر استفاده از مدل‌های دینامیکی را اجتناب‌ناپذیر می‌کند. مشابه با تنش زیر شبکه، شار آنتالپی محسوس زیر شبکه نیز با استفاده از رابطه زیر مدل‌سازی می‌شود:

$$\bar{\rho} (\tilde{u}_j \tilde{h}_s - \tilde{u}_j \tilde{h}_s) = -\frac{\mu_T}{Pr} \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_j} \quad (6)$$

که در آن،  $Pr_T$  عدد پرانتل اغتشاشی است که هم‌راستا با مطالعات پیشین در این حوزه [۱۵، ۲۶، ۵۶]، مقدار آن در سرتاسر میدان جریان ثابت و برابر با ۰/۹ در نظر گرفته شده است.

### خواص ترمودینامیکی و انتقالی

برای محاسبه خواص ترمودینامیکی در شرایط گذربحرانی و فرابحرانی از معادله حالت پنگ-رایبنسون [۱۳] به شرح زیر استفاده شده است.

$$p = \frac{R_u T}{V - b} - \frac{a(T)}{V^2 + 2bV - b^2} \quad (7)$$

که در آن،  $R_u$  معرف ثابت جهانی گازها،  $V = M_w/\rho$  معرف حجم مولکولی و  $M_w$  همان وزن مولکولی است. حجم موثر مولکولها ( $b$ ) با استفاده از رابطه  $b = 0.0778R_u T_{cr}/p_{cr}$  محاسبه می‌شود که در آن زیرنویس "cr" بیانگر مقدار بحرانی پارامترهاست. همچنین، اندرکنش بین مولکولی به صورت زیر محاسبه می‌شود [۱۳]:

$$a(T) = a_0 \left[ 1 + n \left( 1 - (T/T_{cr})^{0.5} \right) \right]^2, \quad (8)$$

$$a_0 = 0.45724 R_u^2 T_{cr}^2 / p_{cr} \quad (9)$$

$$n = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2 \quad (10)$$

که در آن،  $\omega$  فاکتور خروج از مرکز<sup>۱</sup> است. با استفاده از معادله حالت، سایر خواص ترمودینامیکی را می‌توان به صورت حاصل جمع مقدار ایدئال (در همان دما) و مقدار انحرافی (به عنوان تصحیح‌کننده اثرات چگالی بالا) بیان کرد. لذا، خواهیم داشت [۱۳]:

$$e(T, \rho) = e_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[ \frac{p}{\rho^2} - \frac{T}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \quad (11)$$

$$h(T, p) = h_0(T) + \int_{p_0}^p \left[ \frac{1}{\rho} - \frac{T}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (12)$$

$$s(T, \rho) = s_0(T, \rho_0) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[ \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \quad (13)$$

$$c_p(T, \rho) = c_{p_0}(T) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[ \frac{T}{\rho^2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_{\rho} \right] d\rho + \frac{T}{\rho^2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_{\rho} / \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \quad (14)$$

که در آن،  $e$  معرف انرژی درونی،  $s$  معرف آنتروپی و  $c_p$  معرف ظرفیت گرمایی ویژه است. همچنین، برای محاسبه سایر خواص انتقالی سیال (گرانروی و ضریب رسانش گرمایی) از پایگاه داده NIST [۳۸] استفاده شده است. این اطلاعات در قالب جداولی برحسب فشار و دما ارائه می‌شوند که با برازش آن‌ها، معادله خواص انتقالی برحسب خواص ترمودینامیکی به دست می‌آید و مستقیماً در حلگر عددی مورد استفاده قرار می‌گیرد.

### گسسته‌سازی عددی

در مطالعه عددی حاضر، از یک حلگر حجم محدود فشارمبنا بر روی یک شبکه سازمان‌یافته هم‌مکان [۳۴] برای حل معادلات حاکم بر جریان در محیط کد متن‌باز این فوم و حلگر rhoPimpleFoam استفاده شده است. تمامی عبارات مشتق زمانی با

1. Acentric Factor  
2. National Institute of Standards and Technology (NIST)  
3. Collocated Grid

استفاده از روش مرتبه دوم ضمنی عقب‌گرد گسسته‌سازی [۳۴] شده‌اند. به منظور افزایش پایداری عددی در طی هر گام زمانی، فرایند حل دستگاه معادلات حاکم چند مرتبه تکرار شده است. گام زمانی ثابت و برابر با  $0.3$  میکروثانیه در نظر گرفته شده است که متناظر با بیشینه عدد کورانت  $0.6$  در میدان جریان است. همچنین، سایر عبارات جابه‌جایی و پخش با استفاده از روش‌های عددی مرتبه دوم غیرمحدودشده (مبتنی بر ادغام گاوسی استاندارد) گسسته‌سازی شده‌اند. کوپلینگ سرعت و فشار در میدان جریان با استفاده از الگوریتم PISO [۳۴] و تکرار محاسبات در یک حلقه داخلی انجام شده است. این موضوع ضمن افزایش پایداری عددی، امکان افزایش گام زمانی را فراهم می‌کند [۳۴]. همچنین، با توجه به متفاوت بودن فرمول برخی از پارامترهای ترمودینامیکی در شرایط گاز ایدئال و گاز واقعی (نظیر ضریب تراکم‌پذیری) مقدار این پارامترها حتماً بایستی طی حلقه داخلی به‌روز شود. این مهم در کد اپن‌فوم با استفاده از الگوریتم PISO و انجام حلقه‌های داخلی قابل دستیابی است. به منظور میانگین‌گیری زمانی سایر متغیرها و پارامترهای جریانی و ترمودینامیکی، پس از اطمینان از گذشت زمان کافی برای تحقق ایستایی<sup>۲</sup> آماری جریان، اطلاعات میدان به مدت  $10$  برابر زمان اقامت پیش‌رانه‌ها در کل دامنه محاسباتی ثبت و فرایند میانگین‌گیری زمانی انجام شده است.

## هندسه و شرایط مرزی

شکل ۱ دامنه محاسباتی مسئله حاضر را که براساس پیکره‌بندی آزمونگر تجربی دیویس و چهرودی [۹] توسعه یافته است، نشان می‌دهد. این دامنه محاسباتی از یک انژکتور هم‌محور برشی و یک محفظه استوانه‌ای در پایین دست انژکتور تشکیل شده است، به نحوی که طول و قطر محفظه استوانه‌ای به ترتیب  $60$  و  $25$  برابر قطر مجرای داخلی انژکتور در نظر گرفته شده است. ابعاد هندسی مجاری انژکتور شبیه‌سازی شده در جدول ۱ ارائه شده است. همچنین، طول کل انژکتور ( $L$ )  $12/5$  میلی‌متر، فاصله تورفتگی مجرای داخلی نسبت به مجرای خارجی ( $d$ )  $0.254$  میلی‌متر و ضخامت حلقه بین مجاری داخلی و خارجی ( $t$ ) برابر با  $0.415$  میلی‌متر است. ابعاد محفظه تحت فشار به نحوی انتخاب شده‌اند که اثرات کشش سیال محیط پیرامونی و نیز شرایط مرزی خروجی بر تکامل میدان جریان نزدیک دست به حداقل برسد.

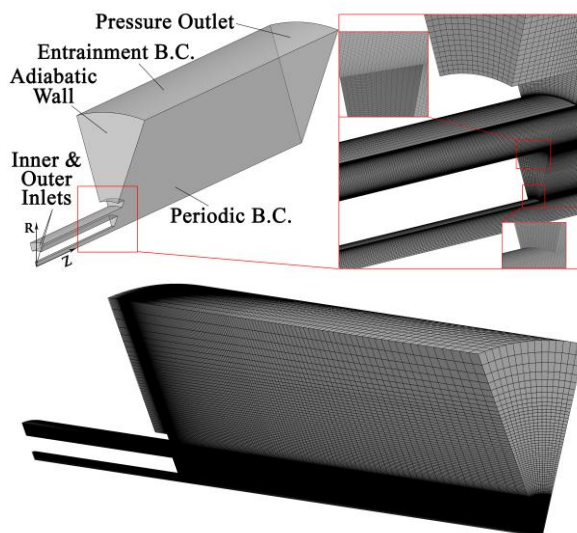


Figure 1- Schematic of the computational domain and generated grid

شکل ۱- طرحواره‌ای از میدان جریان و شبکه توسعه داده شده

1. Pressure-Implicit with Splitting of Operators (PISO)
2. Stationary

جدول ۱- مشخصات هندسی انژکتور (ابعاد بر حسب میلی‌متر)

Table 1- Injector configuration (mm)

| Inner tube             |                        | Outer tube             |                        |
|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| Inner Radius ( $R_1$ ) | Outer Radius ( $R_2$ ) | Inner Radius ( $R_3$ ) | Outer Radius ( $R_4$ ) |
| 0.254                  | 0.795                  | 1.210                  | 1.590                  |

همچنین، با هدف کاهش هزینه محاسبات عددی شبیه‌سازی این انژکتور فقط برای یک قطاع استوانه‌ای ۳۵ درجه با شرایط مرزی تناوبی در جهت مماسی انجام شده است. براساس تئوری کولموگروف [۳۹] اندازه طولی کمان ۳۵ درجه در موقعیت شعاعی لایه اختلاطی داخلی (موقعیتی که تسخیر گردابه‌های اغتشاشی از اهمیت زیادی برخوردار است)، حداقل یک مرتبه از ابعاد گردابه‌های مقیاس تیلور بزرگ‌تر است و از این رو می‌توان اطمینان یافت که تمامی پدیده‌های غالب جریان هم‌محور گذریبهرانی تسخیر می‌شوند [۱۵].

شبکه محاسباتی کاملاً ساختاریافته مسئله حاضر از ۱۱ بلوک مجزا تشکیل شده است. فواصل محوری سلول‌های شبکه در راستای محوری به‌نحوی تنظیم شده است که ضمن حفظ دقت روش گسسته‌سازی میدان، تراکم سلول‌های شبکه در مجاورت مقاطع ورودی و خروجی انژکتور و همچنین دیواره‌های میدان جریان تا حد امکان بالا باشد تا از این رهاورد بتوان گردایان‌های شدید این نواحی را به‌خوبی تسخیر کرد. در راستای شعاعی، تراکم سلول‌های شبکه در مجاورت لایه‌های اختلاطی ایجادشده توسط جریان‌های خروجی از مجاری داخلی و خارجی انژکتور، بسیار زیاد است، به‌نحوی که فاصله شعاعی مراکز دو سلول همسایه در لایه‌های اختلاطی تقریباً برابر با ۱/۸ میکرون (از مرتبه مقیاس طولی تیلور) است. همچنین، ابعاد متوسط سلول‌ها در انژکتور و محفظه تحت فشار تقریباً به‌ترتیب برابر با ۰/۱ و ۰/۱ میلی‌متر است. به‌لطف ابعاد بسیار کوچک سلول‌های چسبیده به دیواره‌های انژکتور، مقدار پارامتر  $Y^+$  در مجاورت این دیواره‌ها تقریباً برابر با واحد بوده و در نتیجه سلول‌های چسبیده به دیواره در محدوده زیر لایه لزج لایه مرزی قرار می‌گیرند.

اثرات تعداد سلول‌های شبکه بر محاسبات عددی مسئله حاضر با در نظر گرفتن چند شبکه محاسباتی با تعداد سلول بین ۰/۹ تا ۱/۸ میلیون مطالعه شده است. برای این منظور، فرایند اصلاح و تصحیح فواصل فضایی سلول‌ها با در نظر گرفتن مصالحه بین هزینه محاسبات عددی و خطای قابل قبول انجام شده است. به‌عنوان نمونه، شکل ۲ توزیع میانگین‌گیری‌شده زمانی سرعت محوری را در مقاطع محوری بی‌بعدشده  $Z^* = (Z - Z_{ep})/R_1$ ، که در آن  $Z_{ep}$  موقعیت محوری صفحه خروجی مجرای خارجی انژکتور است، برابر با ۰/۵ و ۴ نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که به‌ازای ۱/۴ میلیون سلول، نتایج شبیه‌سازی از تعداد سلول‌های شبکه مستقل می‌شوند. یک معیار عملی دیگر برای اطمینان از کیفیت مناسب گسسته‌سازی میدان محاسباتی، نسبت انرژی جنبشی تسخیرشده به کل انرژی جنبشی اغتشاشی است که اگر این نسبت از ۰/۸ تجاوز کند، شبیه‌سازی LES به‌خوبی قادر به تسخیر ساختارهای اغتشاشی مقیاس بزرگ است [۳۵]. نتایج مطالعه عددی حاضر حاکی از آن است که برای شبکه‌های دارای ۱/۴ و ۱/۸ میلیون سلول، نسبت اشاره‌شده در سرتاسر میدان جریان از معیار ۰/۸ تجاوز می‌کند (نتایج در اینجا ارائه نشده‌اند).

شرایط عملکردی و مرزی مسئله عددی حاضر، براساس پژوهش تجربی دیویس و چهرودی [۹] توسعه یافته است، به‌نحوی که نیتروژن کرایوژنیک و گازی به‌ترتیب از مجاری لبه‌تیز داخلی و خارجی یک انژکتور هم‌محور برشی به درون یک محفظه، که با استفاده از گاز نیتروژن فشارگذاری شده است، پاشیده می‌شود. نیتروژن کرایوژنیک (به‌عنوان شبیه‌ساز مولفه اکسیدکننده مورد استفاده در انژکتورهای واقعی) با سرعت، دما و چگالی به‌ترتیب ۲/۶ متر بر ثانیه، ۱۲۱ کلین و ۵۴۲/۴ کیلوگرم بر مترمکعب وارد محفظه می‌شود، در حالی که نیتروژن گازی (به‌عنوان شبیه‌ساز مولفه سوخت مورد استفاده در انژکتورهای واقعی) با سرعت، دما و چگالی به‌ترتیب ۴/۱ متربرثانیه، ۱۳۶ کلین و ۱۳۵/۸ کیلوگرم بر مترمکعب از انژکتور خارج می‌شود. آشفتگی در مرزهای ورودی با برهم‌نهی یک نوفه سفید پهن‌بند<sup>۱</sup> با شدت ۱۵٪ مقدار سرعت مرزهای ورودی بر

1. Broad-band White Noise

روی مولفه محوری آن‌ها اعمال شده است. در دیواره‌های انژکتور و جداره بالادستی محفظه تحت فشار، شرایط مرزی عدم لغزش و عدم شار حرارت لحاظ شده است. همچنین، در مرز پیرامونی محفظه تحت فشار، شرط مرزی فشار کل در نظر گرفته شده است که در آن دما و فشار کل سیال جریان برگشتی به میدان تثبیت شده و مولفه عمودی سرعت ورودی به محفظه براساس قوانین بقا محاسبه می‌شود. شایان ذکر است که فشار و دمای محفظه تحت فشار از طریق اعمال شروط مرزی مناسب بر روی مرزهای پیرامونی و انتهایی آن به ترتیب بر روی مقادیر  $35/4$  بار و  $228$  کلین تنظیم شده‌اند.

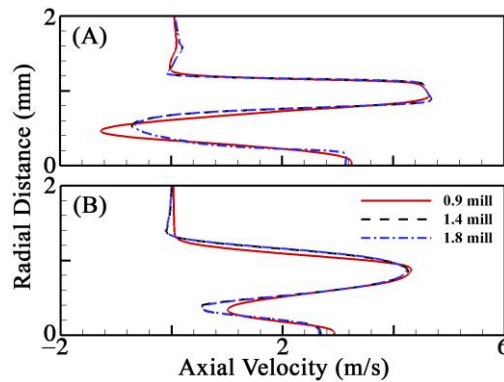


Figure 2- Grid study on radial profiles of the time-averaged axial velocity (for (A) and (B),  $Z^*$  equals to 0.5 and 4.0, respectively)  
 شکل ۲- مطالعه اثرات شبکه بر روی توزیع شعاعی سرعت محوری میانگین‌گیری شده زمانی (موقعیت محوری بی‌بعد شده مربوط به (الف) و (ب) به ترتیب برابر با  $0/5$  و  $4$  است.)

### اعتبارسنجی شبیه‌سازی عددی

نتایج شبیه‌سازی عددی انجام شده با استفاده از داده‌های تجربی دیویس و چپرودی [۹] اعتبارسنجی شده‌اند. داده‌های ارائه شده در مقاله آن‌ها، که به صورت توزیع مکانی متغیرهای اولیه جریان هم‌محور برشی در شرایط فشار فرا بحرانی است، جزء محدود داده‌های تجربی موجود برای اعتبارسنجی نتایج پژوهش‌های عددی در این زمینه است. شکل ۳ پروفیل شعاعی تجربی و عددی دمای میانگین‌گیری شده زمانی را در فاصله محوری بی‌بعد شده  $0/56$  نشان می‌دهد. اگرچه سیستم اندازه‌گیری دما به یک ترموکوپل نوع E با نوک بسیار کوچک (قطر حدود  $0/1$  میلی‌متر) مجهز شده است، اما این سیستم ناگزیر اغتشاشاتی به جریان جت، مخصوصاً در محدوده جت خارجی که گرادبان شدید دمایی دارد، وارد می‌کند [۴۰، ۹].

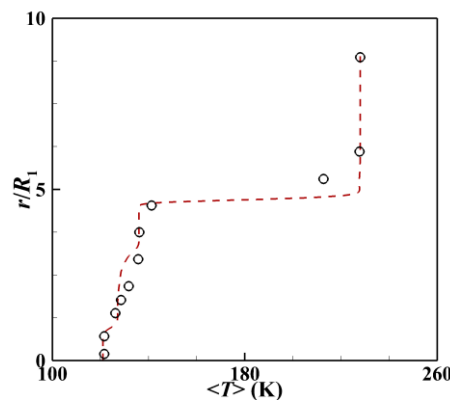


Figure 3- Numerical results validation (Time-averaged temperature radial profile at  $Z^* = 0.56$ )  
 شکل ۳- صحت‌سنجی نتایج عددی (پروفیل شعاعی دمای میانگین‌گیری شده زمانی در موقعیت محوری بی‌بعد شده  $0/56$ )



شکل ۳ نشان می‌دهد که تطابق خوبی بین نتایج تجربی و عددی میانگین‌گیری شده زمانی وجود دارد. صرف‌نظر از خطاهای عددی و مدل‌سازی محتمل در شبیه‌سازی، انحراف نسبی نتایج در حوالی مجرای خارجی انژکتور می‌تواند ناشی از روش داده‌داری برهم‌زننده<sup>۱</sup> مورد استفاده در پژوهش تجربی دیویس و چهرودی باشد [۹].

## ارائه و بررسی نتایج

توصیف صحیح فرایند اختلاط انژکتورهای هم‌محور برشی با شناسایی دینامیک سه فرایند جداگانه قابل دستیابی است [۴۱]. ابتدا، فاز غوطه‌ورسازی<sup>۲</sup> اتفاق می‌افتد که مسئولیت فروردن پاکت‌های نسبتاً بزرگ سیال به درون ناحیه اختلاطی را برعهده دارد و «مرحله اولیه» نامیده می‌شود. به‌منظور تعیین مشخصه‌های این مرحله، حرکات جریان چرخشی و گردابه‌های اغتشاشی بزرگ باید به‌درستی توصیف شوند. سپس، فرایند به‌هم‌زدن<sup>۳</sup> رخ می‌دهد که مسئولیت ایجاد یک سطح مشترک بزرگ بین دو پیشرانه را برعهده دارد و «مرحله میانی» نامیده می‌شود. با هدف تعیین مشخصه‌های کلیدی این مرحله، مقیاس‌های میان‌رده جریان بایستی دقیقاً ملاحظه شوند. نهایتاً، فرایند اختلاط مولکولی به‌وقوع می‌پیوندد که توسط لزجت و پخش مولکولی تحت تاثیر قرار می‌گیرد و «مرحله نهایی» نامگذاری می‌شود. به‌منظور بیان عمیق و دقیق مشخصات این مرحله، دینامیک کوچک‌ترین مقیاس‌های جریان باید تسخیر و ارزیابی شوند [۴۱]. از میان این سه مرحله مختلف فرایند اختلاط، کیفیت مرحله اول به‌شدت به شرایط عملکردی و مشخصات هندسی انژکتور گره خورده است و از این رو از اهمیت فوق‌العاده‌ای برخوردار است. مطالب ارائه‌شده در این مقاله عموماً متمرکز بر توصیف کیفی و کمی ویژگی‌های این مرحله است.

در ادامه این بخش، ابتدا با تحلیل توزیع لحظه‌ای و میانگین‌گیری شده زمانی پارامترهای مهم میدان جریان، اثرات مهم پدیده‌های متناظر با پیکره‌بندی انژکتورهای هم‌محور برشی و همچنین پدیده‌های منحصربه‌فرد شرایط گذر بحرانی بر روی فرایند اختلاط بررسی می‌شود. سپس، با ارائه نتایج کمی مربوط به توزیع مکانی ورتیسیته و مولدهای آن (شامل گشتاور باروکلینیک، اتساع حجمی<sup>۴</sup> و کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسته) در مناطق مهم میدان جریان، ضمن تایید تحلیل‌های کیفی ارائه‌شده، ارتباط تنگاتنگ بین پدیده‌های مربوط به پیکره‌بندی میدان جریان، سازوکارهای مولد ورتیسیته و پدیده‌های گذر بحرانی در انژکتورهای هم‌محور برشی ترسیم می‌شود.

## میدان جریان انژکتور هم‌محور برشی گذر بحرانی

شکل ۴ ساختار میدان جریان هم‌محور برشی کرایونیک را با استفاده از کانتور چگالی و خطوط جریان میانگین‌گیری شده زمانی نشان می‌دهد. به‌منظور تحلیل دقیق فرایند اختلاط در یک انژکتور هم‌محور، پدیده‌های اصلی میدان جریان نزدیک، شامل لایه‌های اختلاطی آشفته داخلی، میانی و خارجی و همچنین جریان بازچرخشی شبه‌گردابه<sup>۵</sup> باید با دقت ارزیابی شوند [۴۳، ۴۲].

مطابق شکل ۴، مشاهده می‌شود که طول هسته پتانسیلی جت داخلی از جت خارجی بسیار بزرگ‌تر است. این موضوع ناشی از نرخ رشد بزرگ‌تر لایه‌های اختلاطی میانی و خارجی نسبت به داخلی است. مطالعات پیشین بر روی انژکتورهای هم‌محور برشی گازی نشان می‌دهد که نرخ رشد لایه اختلاطی داخلی به‌شدت به‌نسبت سرعت متوسط خارجی به داخلی و ضخامت مجرای لوله داخلی انژکتور وابسته است [۴۳، ۴۴]. با وجود این، تحت شرایط گذر بحرانی فرایند شبه‌جوشش و لایه‌بندی شدید چگالی نیز، علاوه بر موارد اشاره‌شده، تکامل لایه‌های اختلاطی را تحت تاثیر قرار می‌دهند [۱۱]. این موضوع به‌صورت

1. Intrusive  
2. Entrainment Phase  
3. Stirring Phase  
4. Volume Dilatation  
5. Wake-type Recirculating Flow Structure

کمی در زیربخش بعدی مقاله ارزیابی می‌شود. شکل ۶ همچنین دو عدد گردابه ناهمسان چرخ را نشان می‌دهد که اندازه عرضی آن‌ها از مرتبه اندازه ضخامت لوله داخلی انژکتور است. فعالیت‌های قبلی در حوزه انژکتورهای هم‌محور برشی گذربحرانی حاکی از آن است که پهنای ناحیه بازچرخشی، که عموماً هم‌اندازه ضخامت لوله داخلی انژکتور است، در مسائل مربوط به اختلاط، ناپایداری دینامیکی احتراق و شسته‌شدن شعله نقش بسیار مهمی را ایفا می‌کند [۴۶،۴۵]. شایان ذکر است که به دلیل تجاوز فشار محفظه از مقدار فشار بحران نیتروژن (۳۳/۹ بار) هیچ مرز مشخصی بین سیال پاشیده‌شده و محیط اطراف مشاهده نمی‌شود [۲۹].

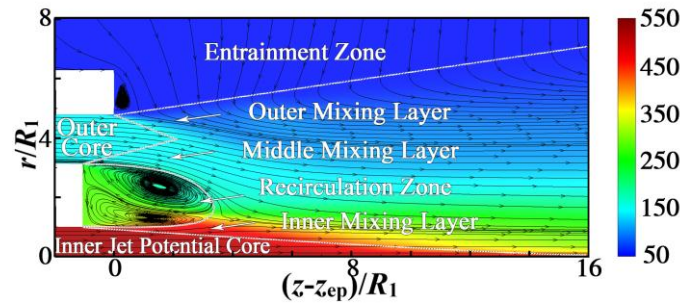


Figure 4- Time-averaged density distribution and streamlines  
 شکل ۴- کانتور چگالی و خطوط جریان میانگین گیری شده زمانی

شکل ۵-الف و ب ساختار لحظه‌ای جریان هم‌محور کرایونیک را با استفاده از به ترتیب توزیع لحظه‌ای چگالی و گرادیان شعاعی چگالی نشان می‌دهد. این ساختارهای جریان کرایونیک گذربحرانی، مشابه ساختارهای جریان‌های گازی و کرایونیک فرابحرانی‌اند که به خاطر نرخ بسیار سریع تبخیر، به محض ورود به شرایط دمایی فرابحرانی محفظه پایین دست، تبخیر شده و رفتار گازی از خود بروز می‌دهند [۴۷].

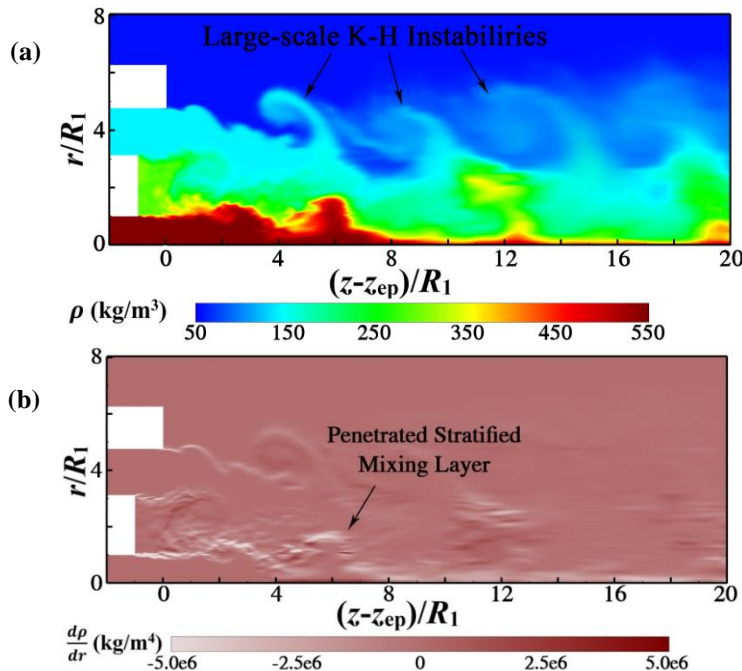


Figure 5- Instantaneous distribution of density (A) and radial gradient of density (B)  
 شکل ۵- توزیع لحظه‌ای چگالی (الف) و گرادیان شعاعی چگالی (ب)

مشاهده می‌شود که در لایه‌های اختلاطی میانی و خارجی، به محض خروج جریان از دهانه انژکتور، ناپایداری‌های موجی مقیاس بزرگ به وجود می‌آیند که با حرکت به پایین دست میدان، ضمن بزرگ شدن، سریعاً لوله شده و گردابه‌های رینگی شکل متواتری را به وجود می‌آورند [۴۹،۴۸]. در واقع، نتایج حاکی از آن است که این ساختارها مستقیماً در اثر فعالیت موثر ناپایداری کلون-هلمهولتز (به عنوان تنها سازوکار تسریع کننده فرایند اختلاط در لایه‌های برشی میانی و خارجی) به وجود می‌آیند که در طی آن، اغتشاشات شبه موجی کوچک در سطح مشترک جریان‌های دو طرف لایه اختلاطی سریعاً رشد کرده و به امواج بزرگی تبدیل می‌شوند که به شکل مشخصه «خیزاب‌های کلون-هلمهولتز»<sup>۱</sup> بدل می‌شوند. کاهش قابل ملاحظه نیروهای مویرگی و بازدارنده در شرایط فشاری فرابحرانی و همچنین اختلاف چگالی قابل توجه جریان‌های بالایی و پایینی لایه برشی خارجی در کارکرد مطلوب ناپایداری کلون-هلمهولتز بسیار موثر است [۵۱،۵۰]. در چنین شرایطی، نیروهای برشی، انبساط حجمی و آشفته‌گی کنترل فرایند اختلاط را به دست می‌گیرند [۲،۱]. مطابق شکل ۵-الف، ساختارهای گردابه‌ای لایه برشی خارجی گاز گرم محیط پیرامونی را به درون جریان جت فرو می‌برد.

برخلاف لایه‌های برشی میانی و خارجی، شکل ۵-ب نشان می‌دهد که لایه برشی داخلی به گونه‌ای در محفظه تحت فشار نفوذ می‌کند که ۱- در میدان جریان نزدیک دست خوش سازوکارهای تجزیه‌ای نمی‌شود و ۲- گرادیان شعاعی نسبتاً شدید آن تا فاصله قابل توجهی در پایین دست میدان جریان حفظ می‌شود (در حالی که گرادیان چگالی لایه‌های اختلاطی میانی و خارجی سریعاً پخش می‌شوند). این رفتار متفاوت لایه اختلاطی داخلی را می‌توان به وجود ساختارهای شدیداً لایه‌بندی شده [۲۰،۱۵]، که جت داخلی را محاصره کرده‌اند، نسبت داد. در واقع، زمانی که دمای موضعی سطح جت داخلی از دمای شبه جوشش عبور می‌کند، یک لایه‌بندی شدید چگالی دینامیک حاکم بر ساختارهای گردابه‌ای و متعاقباً تکامل آشفته‌گی لایه برشی داخلی را به شدت تحت تاثیر قرار می‌دهد [۵۲]. به عبارت دیگر، این نواحی دارای گرادیان شدید چگالی همانند یک سطح مشترک مادی<sup>۲</sup> عمل کرده و انتقال به آشفته‌گی را به تعویق می‌اندازند [۵۳،۲۲]. در نتیجه، اخلاط عملکرد اختلاط مقیاس بزرگ گردابه‌ها و سپس میرا کردن اختلاط مقیاس کوچک آشفته‌گی، منجر به یک فرایند اختلاط کاملاً غیر موثر می‌شود.

شکل ۶ کانتور لحظه‌ای ظرفیت گرمایی ویژه را در میدان جریان گذریحرانی مسئله حاضر نشان می‌دهد. از آنجایی که فشار میدان جریان به فشار بحرانی نیتروژن بسیار نزدیک است، در مقابل لوله داخلی انژکتور و همچنین در پیرامون جت شبه مایع داخلی، ظرفیت گرمایی ویژه به شدت اوج می‌گیرد که این موضوع شرایط را برای رخداد یک فرایند شبه جوشش قوی در نواحی مذکور فراهم می‌کند. در حین فرایند شبه جوشش، سیال دچار یک تغییر فاز ترمودینامیکی از حالت شبه مایع به حالت شبه گاز می‌شود. این فرایند مشابه فرایند جوشش فروبحرانی است، با این تفاوت که در فرایند شبه جوشش، یک افزایش دمای محدود حین افزایش قابل توجه حجم ویژه سیال وجود دارد [۵۴]. در این شرایط، یک لایه دارای مقادیر بزرگ ظرفیت گرمایی ویژه پیرامون جت داخلی به وجود می‌آید که به مثابه یک محافظ حرارتی [۵۶،۵۵،۲۶] رفتار می‌کند و فرایند انتقال حرارت به جت داخلی را مختل می‌کند. در چنین شرایطی، امکان تجزیه جت چگال داخلی طی سازوکارهای تجزیه حرارتی [۵۴] تا حد زیادی منتفی می‌شود. از این رهاورد می‌توان گفت که دو مشخصه اصلی جریان‌های برشی گذریحرانی، یعنی «محافظ حرارتی» و «لایه‌بندی چگالی»، در اخلاط فرایند توسعه و اختلاط جت‌های شبه مایع نقش بسیار مهمی داشته و پایداری آن‌ها را افزایش می‌دهند.

با وجود این، مطالعات پیشین [۵۷،۵۵،۴۹،۲۶] با ارزیابی دقیق ساختارهای اغتشاشی (با استفاده از روش‌های ارائه شده در مراجع [۵۹،۵۸]) به وجود آمده بر روی سطح جت گذریحرانی نشان می‌دهد که به علت حساسیت بالای ظرفیت گرمایی ویژه به دما (در حوالی نقطه شبه جوشش)، نوسانات دمایی کوچک قادر به ایجاد تغییرات شدیدی در مقادیر ظرفیت گرمایی ویژه‌اند [۵۵].

1. Kelvin-Helmholtz Billows  
2. Material Interface

این موضوع می‌تواند منجر به ایجاد اعوجاجات موضعی و شکست محافظ حرارتی شود و فرایند انتقال حرارت به جت چگال داخلی را تسهیل کند. شکل ۶ سطح پرچین و شکسته شده محافظ حرارتی را نشان می‌دهد. در واقع، این سازوکار کم‌کم از شدت لایه‌بندی چگالی می‌کاهد و شرایط مناسبی برای فعالیت موثر ناپایداری کلون-هلمهولتز به وجود می‌آورد [۵۵]. بر این اساس، تشکیل امواج مقیاس بزرگ منتسب به ناپایداری کلون-هلمهولتز در فواصل پایین دست‌تر از لایه برشی داخلی (مطابق شکل ۵)، کاملاً قابل توجیه است. نتایج کمی ارائه شده در زیربخش بعدی نیز موید این موضوع است.

مطابق شکل ۶، پشت لبه داخلی انژکتور، محافظ حرارتی به یک ناحیه حلقوی تبدیل می‌شود که در این شکل برشی از آن مشاهده می‌شود. وجود این ناحیه حلقوی انتقال حرارت مستقیم بین مجاری داخلی و خارجی انژکتور را به شدت تحت تاثیر قرار می‌دهد که این موضوع اثرگذاری سازوکار شکست ترمودینامیکی جت داخلی را کاهش می‌دهد. به نظر می‌رسد که شدت و اندازه این ناحیه حلقوی به ضخامت مجرای داخلی انژکتور و شرایط عملکردی آن بستگی داشته باشد. برای حصول اطمینان بیشتر، اثر دمای جریان خارجی انژکتور بر شکل ظاهری این ناحیه بررسی شد. نتایج (در اینجا ارائه نشده است) به خوبی نشان می‌داد که هر قدر میانگین دمای ورودی جت‌های داخلی و خارجی از دمای شبه جوشش (در فشار کاری مسئله) فاصله بگیرد، ابعاد و قدرت محافظ حرارتی حلقوی کاهش می‌یابد. در نظر گرفتن این نتایج در طراحی انژکتورهای برشی هم‌محور واقعی بسیار حائز اهمیت است.

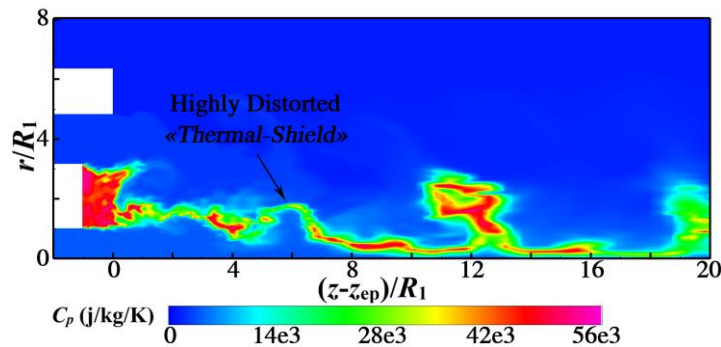


Figure 6- Snapshot of the thermal-shield encompassing the inner dense jet  
شکل ۶- ساختار لحظه‌ای محافظ حرارتی محصورکننده جت چگال داخلی

### دینامیک میدان جریان گردابه‌ای در شرایط گذربحرانی

ورتیسیتته ابزاری مناسب برای ارزیابی کیفیت اختلاط در میدان جریان است، چراکه از یک طرف، دینامیک ورتیسیتته نقشی حیاتی در تعیین حرکات گردابه‌ای و از این رو کمی‌سازی نرخ غوطه‌ورسازی ایفا می‌کند و از سوی دیگر، ورتیسیتته یک کمیت دینامیکی بسیار مهم در شکل‌گیری و ارزیابی آشفتگی است؛ به دلیل اینکه: ۱- آشفتگی توسط مقادیر بسیار بزرگ اغتشاشات ورتیسیتته مشخصه‌بندی می‌شود، ۲- کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسیتته<sup>۱</sup> یک اثر غیرخطی مهم در انتقال انرژی در طیف مقیاس‌های اغتشاشی است، ۳- ورتیسیتته به‌طور ویژه در موضوع مشخصه‌های ناپایداری جریان، که منجر به ایجاد آشفتگی می‌شود، بسیار مهم است و نهایتاً ۴- ورتیسیتته ارتباط بسیار نزدیکی با نرخ اتلاف انرژی جنبشی و همچنین تنش‌های رینولدز دارد [۶۰].

شکل ۷-الف و ب، به ترتیب، کانتورهای لحظه‌ای و متوسط‌گیری شده زمانی مولفه عمود بر صفحه ورتیسیتته میدان جریان انژکتور گذربحرانی حاضر را نشان می‌دهد.

1. Vortex Tilting/Stretching

ماهیت متفاوت دینامیک حاکم بر لایه‌های برشی داخلی و میانی/خارجی در بخش قبلی با استفاده از توزیع چگالی و گرادیان آن تشریح شد. این موضوع در کانتورهای ورتیسیتیته نیز به‌وضوح قابل‌رویت است. درواقع، گرادیان شدید چگالی در راستای عمود بر جریان در لایه‌های اختلاطی داخلی، میانی و خارجی مسئله حاضر، می‌تواند دو سناریو متمایز را به‌وجود بیاورد. در سناریو اول، اختلاف تکانه زیاد بین جریان‌های بالا و پایین هر لایه اختلاطی، به‌شدت مستعد تحریک ناپایداری‌های کلون-هلمهولتزند که در ادامه با تکامل این ناپایداری، امواج مقیاس‌بزرگ مربوطه لوله می‌شوند و ساختارهای شبه‌گردابه را به‌وجود می‌آورند [۶۱]. ساختارهای شدیداً گردابه‌ای تشکیل‌شده در لایه‌های برشی میانی و خارجی شکل‌های ۷-الف و ۵-الف و ب دستاورد واضح سناریو شماره ۱ هستند. در سناریو دوم، توسعه لایه محافظ حرارتی و نواحی دارای گردیان شدید چگالی، که به مثابه سطح مشترک مادی<sup>۱</sup> عمل می‌کنند، از رشد پایدار لایه اختلاطی و انتقال به یک رژیم اغتشاشی کاملاً توسعه‌یافته ممانعت به‌عمل می‌آورد. درواقع، از آنجایی که فرایند غوطه‌ورسازی نرخ رشد لایه اختلاطی را کنترل می‌کند و این رشد شتاب‌گیرنده است که تکامل ساختارهای کوچک اغتشاشی را تسریع می‌کند، این سازوکار میراکننده ممکن است اثرات لایه‌بندی چگالی را تقویت کند [۵۳]. تشکیل لایه برشی نسبتاً پایدار داخلی، اثر مستقیم سناریو دوم است (مطابق شکل ۷-الف).

تأثیر قابل‌توجه عملکرد موثر ناپایداری‌های هیدرودینامیکی کلون-هلمهولتز در لایه برشی خارجی بر روی فرایند اختلاط را به‌خوبی می‌توان در شکل ۷-ب مشاهده کرد، به‌نحوی که لایه برشی خارجی (و تا حدودی لایه برشی میانی) به‌محض خروج از لبه انژکتور، در راستای شعاعی پخش می‌شود و زاویه بازشوندگی قابل‌توجهی را ایجاد می‌کند. این موضوع در فواصل اولیه از لایه برشی داخلی قابل‌رویت نیست (پروفیل مولدهای ورتیسیتیته نیز به‌صورت کمی موید این مشاهدات کیفی‌اند). با وجود این، کمی پایین‌دست‌تر، به‌لطف کارکرد موثر گردابه‌های بازچرخشی در کنار ضعف شدید اثرات پایدارکننده محافظ حرارتی ناشی از شکست موضعی آن، لایه‌بندی شعاعی لایه برشی داخلی دیگر قادر به ممانعت از فعالیت سازوکارهای مولد ورتیسیتیته نبوده و با تشکیل ساختارهای موجی‌شکل کیفیت فرایند اختلاط به‌شدت ارتقا می‌یابد [۱۰] (به شکل ۵-الف مراجعه کنید).

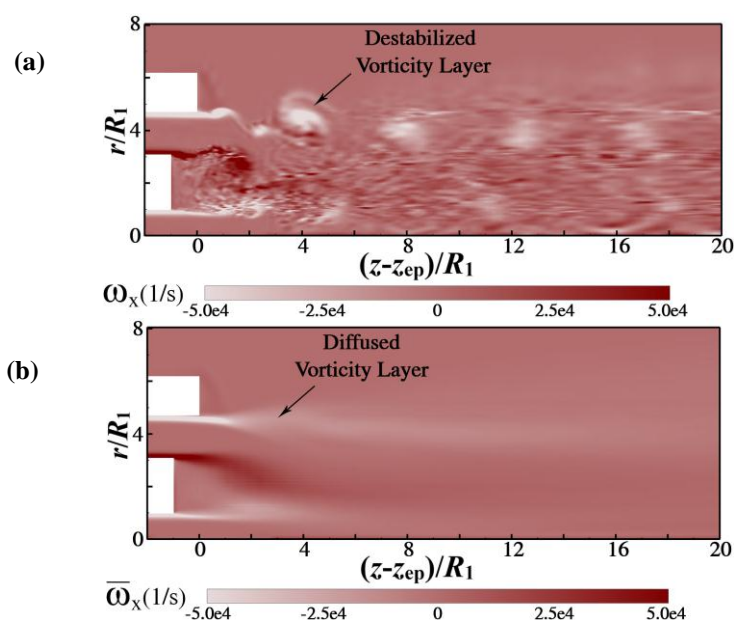


Figure 7- A) Instantaneous and B) time-averaged contours of the normal vorticity for the transcritical injector

شکل ۷- کانتورهای ورتیسیتیته لحظه‌ای (الف) و میانگین‌گیری‌شده زمانی (ب) برای انژکتور گذر بحرانی

به منظور تمایز بین اثرات گذر بحرانی و هندسه انژکتور در شکل‌گیری میدان جریان حاضر، مطالعه دیگری در شرایط چگالی ثابت نیز انجام شده است. بدین منظور، تمامی پارامترهای تعیین‌کننده روش عددی (شامل مشخصات شبکه محاسباتی، شرایط مرزی و تنظیمات حلگر)، به غیر از دمای سیال ورودی از مجاری داخلی و خارجی انژکتور، که برابر با دمای محفظه تحت فشار در نظر گرفته شده‌اند، مشابه با مطالعه میدان جریان گذر بحرانی‌اند. در چنین شرایطی، سراسر میدان جریان تقریباً دمای یکنواختی داشته و ضریب تراکم‌پذیری،  $Z = pv/RT$ ، به عنوان یک پارامتر مهم معرف میزان انحراف از رفتار گاز کامل، تقریباً برابر با ۰/۹۶ می‌شود. مطابق مرجع [۵۴]، در محدوده انحراف ۵٪ از رفتار گاز کامل،  $0.95 < Z < 1.05$ ، مقادیر فشار و دمای تخمینی از رفتار گاز کامل برای گاز واقعی قابل استفاده است. بر این مبنا، در شرایط پاشش چگالی ثابت مدنظر، پدیده‌های گذر بحرانی در هیچ موقعیتی از میدان جریان به وقوع نمی‌پیوندند [۵۴].

شکل ۸ کانتورهای لحظه‌ای و میانگین‌گیری شده زمانی مولفه عمود بر صفحه ورتیسسته میدان جریان انژکتور چگالی ثابت را نشان می‌دهد. برخلاف انژکتور گذر بحرانی، به نظر می‌رسد که ساختار هر سه لایه لایه برشی تقریباً مشابه با همدیگر است. همچنین، طول نفوذ و نرخ رشد آن‌ها نسبت به شرایط گذر بحرانی به ترتیب بیشتر و کمتر است و ساختارهای گردابه‌ای شدید در میدان جریان مشاهده نمی‌شود.

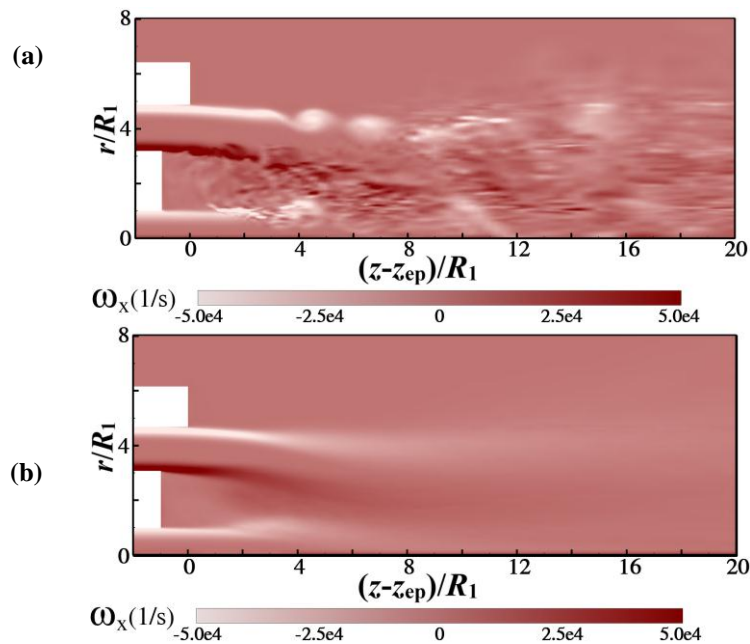


Figure 8- A) Instantaneous and B) time-averaged contours of the normal vorticity for the supercritical injector

شکل ۸- الف) کانتورهای ورتیسسته لحظه‌ای و ب) میانگین‌گیری شده زمانی برای انژکتور چگالی ثابت

برای شناسایی و ارزیابی پدیده‌های اصلی و غالبی که مسئول تولید و نابودی ورتیسسته در میدان جریان گذر بحرانی مسئله حاضرند، بودجه ورتیسسته به شرح زیر بررسی می‌شود [۶۰]:

$$\frac{D\bar{\omega}}{Dt} = (\bar{\omega} \cdot \nabla) \bar{u} - (\nabla \cdot \bar{u}) \bar{\omega} + \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) + \nabla \times \left( \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \bar{\tau} \right) \quad (15)$$

که در آن عبارت سمت چپ مشتق مادی ورتیسسته است. در سمت راست معادله، عبارت اول کشیدگی/کشیدگی ورتیسسته را توصیف می‌کند. عبارت دوم نمایانگر اثر اتساع حجمی است که نشان‌دهنده تغییرات حجمی ناشی از تغییرات فشار است. عبارت سوم گشتاور باروکلینیک تولیدشده در اثر غیرهمراستایی بردارهای گرادیان فشار و گرادیان چگالی را نشان می‌دهد.

آخرین عبارت سمت راست معادله نیز مبین اثرات پخش لزج است. شکل ۹ و ۱۰ پروفیل‌های شعاعی عبارات میانگین‌گیری شده زمانی (و همچنین میانگین‌گیری شده در راستای مماسی) بوجه ورتیسسته را برای میدان جریان انژکتور هم‌محور برشی گذریحرائی و فرابحرانی نشان می‌دهند. این داده‌ها در شش موقعیت محوری متوالی با فاصله بی‌بعد شده ( $Z^*$ ) برابر با ۰/۶، ۰/۱۰، ۱/۲، ۲/۴، ۳/۹، ۵/۹ جمع‌آوری شده‌اند. این موقعیت‌های محوری با هدف تسخیر پدیده‌های مهم در میدان جریان نزدیک انژکتور انتخاب شده‌اند.

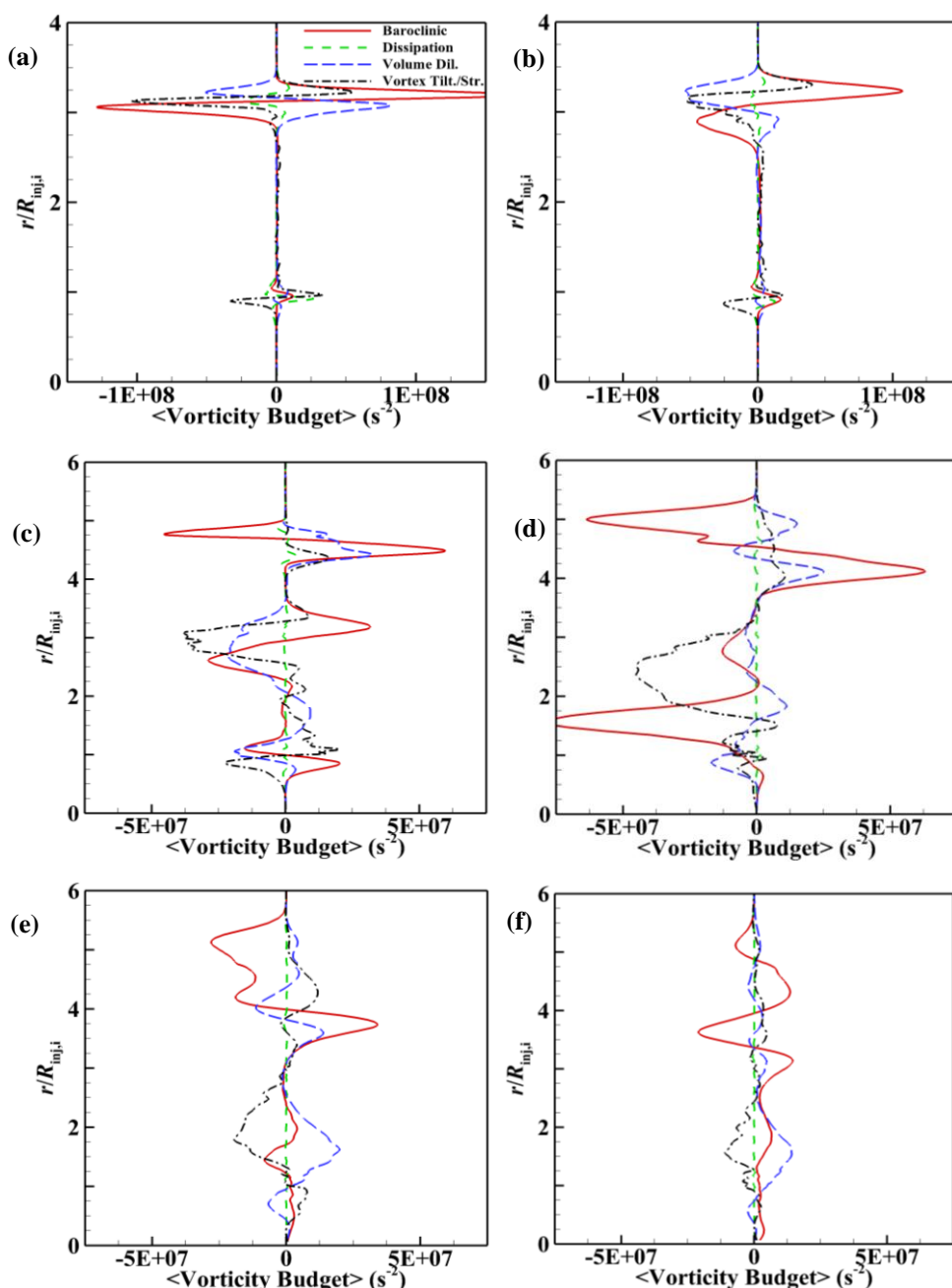


Figure 9- Non-dimensionalized time-averaged vorticity budget profiles for the transcritical injector at 6 different axial locations  
 شکل ۹- پروفیل‌های بی‌بعد شده و میانگین‌گیری شده زمانی ورتیسسته انژکتور گذریحرائی در ۶ موقعیت محوری مختلف (گشتاور  
 باروکلینیک -، اتساع حجمی -، کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسسته -، پخش لزج -)

مطابق شکل ۹-الف، از آنجایی که مقطع محوری اول هم در مجاورت صفحه خارجی مجرای داخلی انژکتور قرار گرفته است و هم توسط دیواره مجرای خارجی محصور شده است، اثرات موضعی گردابه‌های بازچرخشی ضعیف‌تر از حدی اند که بتوانند عبارات بودجه ورتیسسته را در بین لایه‌های برشی داخلی و میانی تحت تاثیر بگذارند. از طرف دیگر، فرصت کافی برای پروفیل‌های تند عبارات بودجه ورتیسسته وجود ندارد تا بتوانند در راستای شعاعی پخش شوند. از این رو، عبارت گشتاور باروکلینیک، اتساع حجمی و کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسسته در محدوده بین لایه‌های برشی داخلی و میانی مقادیر قابل توجهی ندارند. در شکل ۹-الف، به‌وضوح مشاهده می‌شود که لایه‌بندی شدید چگالی و محافظ حرارتی به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای اثرات گشتاور باروکلینیک و اتساع حجمی را در لایه اختلاطی شبه‌مایع داخلی، نسبت به لایه اختلاطی شبه‌گاز میانی محدود می‌سازد [۵۳]. درواقع، با فرض اینکه گشتاور باروکلینیک و اتساع حجمی توابع مستقیم تغییرات مکانی حجم ویژه‌اند، اگرچه گرادیان شعاعی لایه برشی داخلی تقریباً سه‌برابر گرادیان شعاعی لایه برشی میانی است، گشتاور باروکلینیک و اتساع حجمی در لایه برشی شبه‌مایع حداقل یک مرتبه نسبت به لایه برشی شبه‌گاز کوچک‌ترند. این موضوع مشخصاً حاکی از آن است که سازوکارهای محدودکننده مربوط به لایه‌بندی شدید چگالی، آنچنان که قبلاً صحبت شد، فقط در محدوده لایه برشی شبه‌مایع فعال‌اند و متعاقباً از شکل‌گیری گشتاور باروکلینیک و اتساع حجمی، به‌عنوان ابزارهایی برای تولید ورتیسسته، ممانعت به‌عمل می‌آورند [۱۵، ۲۰، ۵۲، ۵۵]. رشد ناپایداری کلون-هلمهولتز در لایه برشی شبه‌گاز، برخلاف عدم رشد لایه برشی شبه‌مایع، به‌صورت منطقی توسط این نتایج کمی قابل‌توجیه است (به شکل‌های ۵ و ۷ مراجعه شود). در ادامه، همچنان که در شکل ۹-ب نشان داده شده است، صرف‌نظر از پخش‌شدگی شعاعی محدودی که برای تمام عبارات بودجه ورتیسسته رخ داده است تفاوت قابل توجهی بین پروفیل‌های مربوط به مقطع اول و مقطع دوم وجود ندارد و در نتیجه سازوکارهای فعال در لایه برشی داخلی همچنان در مقابل توسعه یک لایه اختلاطی پایدار مقاومت می‌کنند.

شکل ۹-ج اولین بسته از پروفیل‌های شعاعی عبارات بودجه ورتیسسته را خارج از محدوده تورفتگی انژکتور نشان می‌دهد. در این شکل به‌وضوح مشاهده می‌شود که ساختار لایه برشی خارجی بسیار مشابه با ساختار لایه برشی میانی است. با وجود این، در لایه برشی خارجی، به‌لطف عدم وجود ناحیه بازچرخشی (مطابق شکل ۴)، شکل‌گیری امواج مربوط به ناپایداری کلون-هلمهولتز و لوله‌شدن متعاقب آن‌ها به‌شکل ساختارهای گردابه‌ای، نسبت به لایه برشی میانی، برجسته‌تر است. در مقطع محوری سوم، گردابه‌های بازچرخشی فعال‌تر شده و همچنان که در شکل ۹-ج قابل مشاهده است، در کنار فرایند پخش اغتشاشی، اثرات قابل توجهی بر پروفیل عبارات بودجه ورتیسسته در محدوده بین لایه‌های برشی داخلی و میانی دارد، به‌نحوی که خواننده دیگر با تعدادی منحنی منظم که در امتداد لبه‌های انژکتور اوج می‌گیرند، مواجه نیست. کمی پایین‌دست‌تر و در موقعیت محوری چهارم مهم‌ترین پدیده قابل مشاهده اوج‌گیری شدید سهم گشتاور باروکلینیک است (مطابق شکل ۹-د). درواقع، با حرکت از مقطع سوم به مقطع چهارم، گردابه‌های ناحیه بازچرخشی به‌شدت میدان جریان را تحت تاثیر قرار می‌دهند [۱۰]. این موضوع با مقادیر قابل توجه سهم کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسسته در شکل ۹-د مطابقت دارد. بنابراین، در اثر فعالیت قابل توجه این گردابه‌ها و همچنین در کنار ضعف شدید اثرات پایدارکننده محافظ حرارتی ناشی از شکست موضعی آن (آنچنان که در زیربخش قبل گفته شد)، لایه‌بندی شعاعی شدید در لایه برشی داخلی دیگر قادر به ممانعت از برهمکنش سازنده بردارهای گرادیان چگالی و گرادیان فشار نبوده و از این رو سهم گشتاور باروکلینیک در حوالی امتداد لبه داخلی انژکتور به‌شدت اوج گرفته است.

در ادامه، با فعال‌شدن عبارات مختلف بودجه ورتیسسته در سرتاسر راستای شعاعی، گردابه‌های بزرگ و پرنرژی آزادانه قادر به کشش پاکت‌های پیشران‌ها به درون همدیگر و تسهیل فرایند اختلاط‌اند. بنابراین، همان‌گونه که در شکل ۹-ه و مشاهده می‌شود، پروفیل‌های شعاعی ناهموار و تند گشتاور باروکلینیک و اتساع حجمی، بسیار هموارتر می‌شوند [۵۷]. همچنین، در محدوده مربوط به دو مقطع محوری انتهایی، شعاع تاثیر ناحیه بازچرخشی به‌اتمام رسیده است و در نتیجه اثرات کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسسته به‌شدت کاهش یافته است.



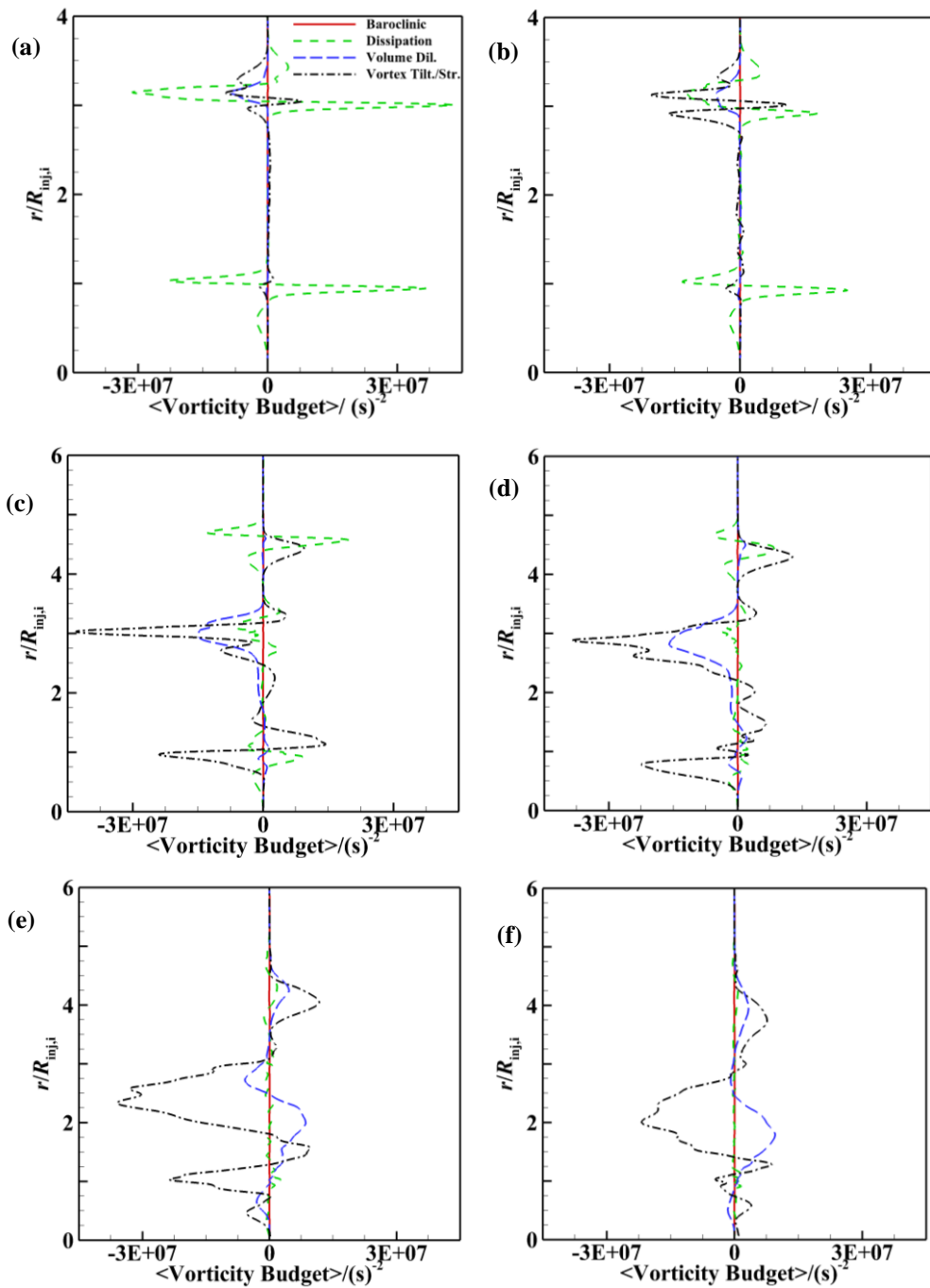


Figure 10- Non-dimensionalized time-averaged vorticity budget profiles for the supercritical injector at 6 different axial locations

شکل ۱۰- پروفیل‌های بی‌بعد شده و میانگین‌گیری شده زمانی ورتیسیتیته انژکتور چگالی ثابت در ۶ موقعیت محوری مختلف (گشتاور

باروکلینیک، اتساع حجمی، کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسیتیته، پخش لزج)

ارزیابی اجمالی شکل‌های ۹ و ۱۰ نشان می‌دهد که مشخصات کلی بودجه ورتیسیتیته در انژکتورهای گذربحرانی و چگالی ثابت، به‌علت کارکرد پدیده‌های خاص شرایط گذربحرانی، تفاوت‌های اساسی باهم دارند. به‌عبارت دیگر، عمده پیچیدگی‌های منتسب به شرایط گذربحرانی در شرایط چگالی ثابت وجود ندارند. در چنین شرایطی، تفاوت در رفتار هرکدام از عبارات بودجه ورتیسیتیته در فواصل شعاعی مختلف یا ناشی از تفاوت در سرعت‌های ورودی است و یا ناشی از تفاوت در شرایط

مرزی هندسی. برای مثال، شکل ۱۰ نشان می‌دهد که عبارت گشتاور باروکلینیک در سراسر میدان جریان تقریباً ناچیز است. همچنین، از آنجایی که جریان تراکم‌ناپذیر است، رفتار عبارت اتساع حجمی به شدت با ورتیسیتیه همبسته است و فقط مقادیر خیلی بزرگ ورتیسیتیه قابلیت احیای آن را دارند. از آنجایی که نسبت شار تکانه لایه‌های برشی فقط تابعی از اختلاف سرعت جت‌های داخلی و خارجی است، ناپایداری‌های هیدرودینامیکی به وجود آمده بسیار ضعیف‌تر از انژکتور گذربرحرائی اند (به شکل‌های ۷ و ۸ نگاه کنید). در نتیجه، مقدار عبارات اتساع حجمی و کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسیتیه در انژکتور گذربرحرائی حداقل یک مرتبه کوچک‌تر از مقادیر مربوطه در انژکتور چگالی‌ثابت‌اند. مشابه انژکتور گذربرحرائی، خارج از ناحیه تورفتگی، اثرات گردابه‌های بازچرخشی قابل توجه بوده و به شدت سهم کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسیتیه را در لایه‌های برشی داخلی و میانی تحریک می‌کند (مطابق شکل ۱۰-ج-د). نهایتاً در مقاطع محوری انتهایی از شدت تغییرات شعاعی سهم‌های مختلف بودجه ورتیسیتیه کاسته می‌شود.

## نتیجه‌گیری

در این مطالعه، میدان جریان یک انژکتور هم‌محور برشی کرایوژنیک در شرایط گذربرحرائی با استفاده از روش LES شبیه‌سازی شده و با استفاده از داده‌های تجربی اعتبارسنجی شده است. به منظور لحاظ کردن اثرات مقیاس‌های کوچک میدان آشفتگی از یک معادله دینامیکی گردابه-لزجتی برای مدل مقیاس زیرشبه استفاده شده است. همچنین، از معادله حالت پنگ-رابینسون و اطلاعات پایگاه داده NIST برای تخمین به ترتیب خواص ترمودینامیکی و خواص انتقالی استفاده شده است. وجه تمایز و نوآورانه پژوهش حاضر نسبت به مطالعات پیشین، از هندسه یک انژکتور هم‌محور برشی واقعی برای شناسایی دقیق‌تر فرایند اختلاط است. نتایج مطالعه حاضر نشان می‌دهد که هسته پتانسیلی جت چگال داخلی بسیار بزرگ‌تر از هسته پتانسیلی جت خارجی است. این موضوع غالباً ناشی از اثرات قابل توجه پدیده‌های شبه‌جوشش و لایه‌بندی چگالی در ممانعت از رشد پایدار لایه اختلاطی مربوط به جت گذربرحرائی از طریق ایجاد یک محافظ حرارتی محصورکننده جت داخلی است. با وجود این، به لطف حساسیت بسیار زیاد ظرفیت گرمایی ویژه به تغییرات دما (در حوالی دمای شبه‌جوشش)، نوسانات ناچیز دما قادر به کاهش شدید مقادیر ظرفیت گرمایی ویژه و در نتیجه شکست موضعی محافظ حرارتی می‌شود که به نوبه خود امکان عملکرد سازوکارهای مولد ورتیسیتیه را به وجود می‌آورد. نتایج نشان می‌دهد که به محض رشد عبارات بودجه ورتیسیتیه، ناپایداری کلون-هلمهولتز سریع‌اً فعال می‌شود و امواج مقیاس بزرگ مربوطه فرایند شکست جت چگالی داخلی را تسهیل می‌کنند. این موضوع درباره لایه‌های اختلاطی فرابحرانی (میانی و خارجی) صادق نیست. بدین معنا که به محض خروج جریان از مجرای خارجی جریان، به علت اختلاف چگالی قابل توجه، سازوکار تجزیه‌ای مربوط به ناپایداری کلون-هلمهولتز سریع‌اً فعال شده و ساختارهای بزرگ موجی شکل را ایجاد می‌کند که در مراحل بعدی لوله شده و در اثر سازوکارهای پخش اغتشاشی شکسته می‌شوند. از این رو، می‌توان نتیجه گرفت که سازوکارهای حاکم بر دینامیک فرایند اختلاط در لایه‌های اختلاطی داخلی و خارجی تفاوت اساسی دارند و وجود لایه محافظ حرارتی (که منحصر به جت‌های گذربرحرائی است) نقشی جدی در به تعویق انداختن انتقال به رژیم اغتشاشی و کاهش کیفیت فرایند اختلاط ایفا می‌کند. همچنین، شبیه‌سازی انجام شده نشان می‌دهد که در سرتاسر میدان جریان انژکتور گذربرحرائی، در مجموع بیشترین سهم بودجه ورتیسیتیه متعلق به گشتاور باروکلینیک است. این موضوع با نتایج مطالعات پیشین در زمینه بررسی دینامیک لایه‌های اختلاطی چگالی-متغیر گازی کاملاً سازگار است. در واقع، مطابق نتایج کمی و کیفی ارائه شده در این مطالعه، کارکرد موثر گشتاور باروکلینیک عامل اصلی رشد سریع ساختارهای بزرگ مقیاس مربوط به ناپایداری کلون-هلمهولتز و نهایتاً شکست هم‌بستگی آن‌ها به ساختارهای ریزمقیاس و انتقال به رژیم اغتشاشی توسعه یافته است. پس از آن عبارت کج‌شدگی/کشیدگی ورتیسیتیه و اتساع حجمی و نهایتاً پخش لزج در مراتب بعدی قرار می‌گیرند. گفتنی است که نقش مهم گردابه‌های بازچرخشی تشکیل شده در پشت لبه مجرای داخلی انژکتور بر روی مولدهای ورتیسیتیه غیرقابل حذف بوده و عدم لحاظ کردن آن (عدم در نظر گرفتن مجرای خارجی انژکتور) عملاً

امکان شناسایی دقیق میدان جریان یک انژکتور هم‌محور برشی واقعی را منتفی می‌کند. شایان ذکر است که با هدف تفکیک اثرات هندسی انژکتور و اثرات فرایندهایی نظیر لایه‌بندی چگالی و شبه‌جوشش بر کیفیت فرایند اختلاط، میدان جریان در شرایط پایه با میدان جریان در یک شرایط چگالی ثابت مقایسه شده است. از این رهاورد، نقش جدی عواملی نظیر گشتاور باروکلینیک در ارتقا فرایند اختلاط کاملاً مشهود است.

## منابع

1. V. Yang, M. Habiballah, J. Hulka and M. Popp, *Liquid Rocket Thrust Chambers*. Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 2004.
2. J. Bellan, *High-Pressure Flows for Propulsion Applications*. Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 2020.
3. W. Mayer, B. Ivancic, A. Schik and U. Hornung, "Propellant atomization in LOX/GH<sub>2</sub> rocket engines," *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Cleveland, OH, USA, 1998.
4. W. Mayer, A. Schik, M. Schäffler and H. Tamura, "Injection and mixing processes in high-pressure liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors," *J. Propuls. Power*, 16, No. 5, 2000, pp. 823–828.
5. W. Mayer, A. Schik, C. Schweitzer and M. Schäffler, "Injection and mixing processes in high pressure LOX/GH<sub>2</sub> rocket combustors," *32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Lake Buena Vista, FL, USA, 1996.
6. M. Decker, A. Schik, U. E. Meier and W. Stricker, "Quantitative Raman imaging investigations of mixing phenomena in high-pressure cryogenic jets," *Appl. Opt.*, 37, No. 24, 1998, pp. 5620–5627.
7. A. Roy, C. Segal and C. Joly, "Spreading Angle and Core Length Analysis of Supercritical Jets," *AIAA J.*, 51, No. 8, 2013, pp. 2009–2014.
8. A. Roy and C. Segal, "Experimental Study of Fluid Jet Mixing at Supercritical Conditions," *J. Propuls. Power*, 26, No. 6, 2010, pp. 1205–1211.
9. D. W. Davis and B. Chehroudi, "Measurements in an Acoustically Driven Coaxial Jet under Sub-, Near-, and Supercritical Conditions," *J. Propuls. Power*, 23, No. 2, 2007, pp. 364–374.
10. H. Tani, S. Teramoto and K. Okamoto, "High-speed observations of cryogenic single and coaxial jets under subcritical and transcritical conditions," *Exp. Fluids*, 56, No. 4, 2015, pp. 56–85.
11. T. Kim, Y. Kim and S.-K. Kim, "Numerical study of cryogenic liquid nitrogen jets at supercritical pressures," *J. Supercrit. Fluids*, 56, No. 2, 2011, pp. 152–163.
12. G. Soave, "Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state," *Chem. Eng. Sci.*, 27, No. 6, 1972, pp. 1197–1203.
13. D. Y. Peng and D. B. Robinson, "A New Two-Constant Equation of State," *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 15, No. 1, 1976, pp. 59–64.
14. T. H. Chung, M. Ajlan, L. L. Lee and K. E. Starling, "Generalized multiparameter correlation for nonpolar and polar fluid transport properties," *Ind. Eng. Chem. Res.*, 27, No. 4, 1988, pp. 671–679.
15. N. Zong, H. Meng, S. Y. Hsieh and V. Yang, "A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions," *Phys. Fluids*, 16, No. 12, 2004, pp. 4248–4261.
16. N. Zong and V. Yang, "Cryogenic fluid jets and mixing layers in transcritical and supercritical environments," *Combust. Sci. Technol.*, 178, No. 1–3, 2006, pp. 193–227.
17. V. Yang, "Modeling of supercritical vaporization, mixing, and combustion processes in liquid-fueled propulsion systems," *Proc. Combust. Inst.*, 28, No. 1, 2000, pp. 925–942.
18. J. Bellan, "Theory, modeling and analysis of turbulent supercritical mixing," *Combust. Sci. Technol.*, 178, No. 1–3, 2006, pp. 253–281.
19. J. Bellan, "Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling: drops, streams, shear and mixing layers, jets and sprays," *Prog. Energy Combust. Sci.*, 26, No. 4, 2000, pp. 329–366.
20. N. A. Okong'o and J. Bellan, "Direct numerical simulation of a transitional supercritical binary mixing layer: Heptane and nitrogen," *J. Fluid Mech.*, 464, 2002, pp. 1–34.
21. N. Okong'o and J. Bellan, "Real-Gas Effects on Mean Flow and Temporal Stability of Binary-Species Mixing Layers," *AIAA J.*, 41, No. 12, 2003, pp. 2429–2443.
22. N. Okong'o and J. Bellan, "Turbulence and fluid-front area production in binary-species, supercritical, transitional mixing layers," *Phys. Fluids*, 16, No. 5, 2004, pp. 1467–1492.

23. P. E. Lapenna and F. Creta, "Mixing under transcritical conditions: An *a-priori* study using direct numerical simulation," *J. Supercrit. Fluids*, 128, 2017, pp. 263–278.
24. P. E. Lapenna, "Characterization of pseudo-boiling in a transcritical nitrogen jet," *Phys. Fluids*, 30, No. 7, 2018, p. 077106.
25. P. E. Lapenna and F. Creta, "Direct Numerical Simulation of Transcritical Jets at Moderate Reynolds Number," *AIAA J.*, 57, No. 6, 2019, pp. 2254–2263.
26. C. Lagarza-Cortés, J. Ramírez-Cruz, M. Salinas-Vázquez, W. Vicente-Rodríguez and J. M. Cubos-Ramírez, "Large-eddy simulation of transcritical and supercritical jets immersed in a quiescent environment," *Phys. Fluids*, 31, No. 2, 2019, p. 025104.
27. B. Chehroudi, 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. 850–861.
28. B. Chehroudi, "Recent Experimental Efforts on High-Pressure Supercritical Injection for Liquid Rockets and Their Implications," *Int. J. Aerosp. Eng.*, Vol. 2012, 2012, pp. 1–31.
29. A. Poormahmood, M. Shahsavari and M. Farshchi, "Numerical Study of Cryogenic Swirl Injection under Supercritical Conditions," *J. Propuls. Power*, 34, No. 2, 2018, pp. 428–437.
30. X. Wang, H. Huo, Y. Wang and V. Yang, "Comprehensive Study of Cryogenic Fluid Dynamics of Swirl Injectors at Supercritical Conditions," *AIAA J.*, 55, No. 9, 2017, pp. 3109–3119.
31. X. Wang, Y. Wang and V. Yang, "Geometric Effects on Liquid Oxygen/Kerosene Bi-Swirl Injector Flow Dynamics at Supercritical Conditions," *AIAA J.*, 55, No. 10, 2017, pp. 3467–3475.
32. X. Wang and V. Yang, "Supercritical Mixing and Combustion of Liquid-Oxygen/ Kerosene Bi-Swirl Injectors," *J. Propuls. Power*, 33, No. 2, 2017, pp. 316–322.
33. L. Zhang, X. Wang, Y. Li, S.-T. Yeh and V. Yang, "Supercritical fluid flow dynamics and mixing in gas-centered liquid-swirl coaxial injectors," *Phys. Fluids*, 30, No. 7, 2018, pp. 075106.
34. J. Blazek, *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*, 3rd Edition, Sankt Augustin, Elsevier, 2005.
35. S. Pope, *Turbulent Flows*, 1st Edition, Cambridge, Cambridge University Press, 2000.
36. W. W. Kim and S. Menon, "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large eddy simulations," *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, USA, 1995, pp. 1–9.
37. M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," *Phys. Fluids*, 3, No. 7, 1991, pp. 1760–1765.
38. P. J. Linstrom and W. G. Mallard, NIST chemistry webbook; NIST standard reference database number 69, National Institute of Standards and Technology, 2011.
39. H. Tennekes and J. L. Lumley, *A First course in turbulence*, Cambridge, The MIT Press, 1972.
40. A. Hosangadi, F. Technology, S. Arunajatesan and S. N. Laboratories, "Three-Dimensional Hybrid RANS/LES Simulations of a Supercritical Liquid Nitrogen Jet," *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Hartford, CT, 2008.
41. P. E. Dimotakis, "The mixing transition in turbulent flows," *J. Fluid Mech.*, 409, 2000, pp. 69–98.
42. V. I. Shrira, V. V. Voronovich, and I. A. Sazonov, "Mixing in coaxial jets," *J. Fluid Mech.*, 425, 2000, pp. 161–185.
43. H. Rehab, E. Villiermaux and E. J. Hopfinger, "Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets," *J. Fluid Mech.*, 345, 1997, pp. 357–381.
44. G. N. Abramovich, *The Theory of Turbulent Jets*, Cambridge, The MIT Press, 1963.
45. G. Singla, P. Scoufflaire, C. Rolon and S. Candel, "Planar laser-induced fluorescence of OH in high-pressure cryogenic LO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub> jet flames," *Combust. Flame*, 144, No. 1–2, 2006, pp. 151–169.
46. D. Kendrick, G. Herding, P. Scoufflaire, C. Rolon and P. Candel, "Effects of a recess on cryogenic flame stabilization," *Combust. Flame*, 118, No. 3, 1999, pp. 327–339.
47. S. Cho, G. Park, Y. Chung, Y. Yoon and V. G. Bazarov, "Surface instability on cryogenic swirl flow at sub- to supercritical conditions," *J. Propuls. Power*, 30, No. 4, 2014, pp. 1038–1046.
48. A. M. Ruiz, G. Lacaze and J. C. Oefelein, "Flow topologies and turbulence scales in a jet-in-cross-flow," *Phys. Fluids*, 27, No. 4, 2015, pp. 1–36.
49. F. Bonelli, A. Viggiano and V. Magi, "How does a high density ratio affect the near- and intermediate-field of high-Re hydrogen jets?," *Int. J. Hydrogen Energy*, 41, No. 33, 2016, pp. 15007–15025.
50. M. M. Rogers and R. D. Moser, "The three-dimensional evolution of a plane mixing layer: The Kelvin-Helmholtz rollup," *J. Fluid Mech.*, 243, No. 1992, 1992, pp. 183–226.
51. J. Fontane, and L. Joly, "The stability of the variable-density Kelvin–Helmholtz billow," *J. Fluid Mech.*, 612, 2008, pp. 237–260.

52. I. A. Hannoun, H. J. S. Fernando and E. J. List, "Turbulence structure near a sharp density interface," *J. Fluid Mech.*, 189, 1988, pp. 189–209.
53. N. Okong'o and J. Bellan, "Entropy production of emerging turbulent scales in a temporal supercritical n-heptane/nitrogen three-dimensional mixing layer," *Proc. Combust. Inst.*, 28, No. 1, 2000, pp. 497–504.
54. D. T. Banuti and K. Hannemann, "The absence of a dense potential core in supercritical injection: A thermal break-up mechanism," *Phys. Fluids*, 28, No. 3, 2016, p. 035103.
55. A. Poormahmood and M. Farshchi, "Numerical study of the mixing dynamics of trans- and supercritical coaxial jets," *Phys. Fluids*, 32, No. 1, 2020, p. 125105.
56. H. Müller, C. A. Niedermeier, J. Matheis, M. Pfitzner and S. Hickel, "Large-eddy simulation of nitrogen injection at trans- and supercritical conditions," *Phys. Fluids*, 28, no. 1, 2016, p. 015102.
57. A. M. Ruiz, G. Lacaze, J. C. Oefelein, R. Mari, B. Cuenot, L. Selle and T. Poinot, "Numerical benchmark for high-reynolds-number supercritical flows with large density gradients," *AIAA J.*, 54, No. 5, 2016, pp. 1445–1460.
58. S. Tian, Y. Gao, X. Dong and C. Liu, "Definitions of vortex vector and vortex," *J. Fluid Mech.*, 849, 2018, pp. 312–339.
59. S. Tian, H. Fu, J. Xia and Y. Yang, "A vortex identification method based on local fluid rotation," *Phys. Fluids*, 32, No. 1, 2020, p. 015104.
60. P. Chassaing, R. A. Antonia, F. Anselmet, L. Joly and S. Sarkar, *Variable Density Fluid Turbulence: Preamble*, Netherlands, Springer, 2002.
61. T. S. Sorensen, *Dynamics and Instability of Fluid Interfaces*, Berlin, Springer, 1979.

## English Abstract

# Numerical Investigation of Transcritical Mixing Dynamics of Bi-shear Injectors

Ata Poormahmood<sup>1\*</sup> and Mohammad Farshchi<sup>2</sup>

1- Department of Aerospace Engineering, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, poormahmood@ae.sharif.edu

2- Department of Aerospace Engineering, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, farshchi@sharif.edu

\*Corresponding author

(Received: 2021.02.03, Received in revised form: 2021.04.09, Accepted: 2021.04.11)

A numerical study has been performed to evaluate the cryogenic injection and mixing characteristics of a real transcritical bi-shear injector. With this aim, a dynamic one-equation eddy-viscosity subgrid-scale model (for large eddy simulation), the Peng-Robinson equation of state (for calculating the thermodynamic properties), the NIST database (for estimating the transport properties) and the PISO algorithm (for velocity-pressure coupling) have been used to analyze various features of the transcritical turbulent bi-shear flow. Observations indicate that there is a good agreement between the results of the present work and previous experimental and numerical studies. Simulations show that due to the remarkable effects of pseudo-boiling and density stratification phenomena in preventing the sustained growth of the transcritical mixing layer, the potential core of the inner dense jet is much longer than that of the outer jet. However, due to the high sensitivity of isobaric specific heat to temperature, especially around the pseudo-boiling temperature, small temperature fluctuations drastically reduce the isobaric specific heat and in turn result in local distortion and weakening of the thermal shield. Subsequently, the vorticity generating mechanisms, including the baroclinic torque and volume dilatation, catch up and efficiently enhance the mixing quality.

**Keywords:** Coaxial shear injector, Cryogenic injection and mixing, Transcritical condition, Density stratification, Mixing layer