

شبیه‌سازی صعود پره دودکش با استفاده از روش ترکیبی دینامیک شاره‌های محاسباتی RANS-LES در شرایط خنثای جو^۱

خسرو اشرفی^۱، علی احمدی ارکمی^{۲*} و مجید شفیع‌پور مطلق^۳

^۱دانشیار، دانشکده محیط زیست دانشگاه تهران، تهران، ایران
^۲دانشجوی دکتری، دانشکده محیط زیست دانشگاه تهران، تهران، ایران
^۳استادیار، دانشکده محیط زیست دانشگاه تهران، تهران، ایران

(تاریخ دریافت: ۹۵/۰۱/۱۷، تاریخ پذیرش: ۹۵/۰۹/۰۱)

چکیده

اغلب سامانه‌ها در طبیعت دارای دینامیک غیرخطی هستند و خطی‌سازی آنها تنها یک فرض ساده‌کننده است. تلاطم در جریان‌های جو^۱ نیز اغلب حاکم است و آرام بودن یا آرام فرض کردن آنها، به عنوان ساده‌سازی مسأله تلقی می‌شود. در صعود و پراکنش پره دودکش (Stack Plume)، بویژه در فواصل نزدیک به آن، تلاطم جو^۱ و تلاطم ناشی از پره دود خروجی از دودکش تأثیر قابل توجهی دارند. هدف اصلی این پژوهش بررسی تأثیر تلاطم جو^۱ بر پره دودکش است. رسیدن به این مهم، نیازمند پیش‌بینی مناسب نقش تلاطم در رفتار پره دودکش و صرف هزینه محاسباتی کمتر در مقایسه با دقت شبیه‌سازی است؛ بنابراین در این پژوهش برای نخستین بار از ترکیب روش‌های شبیه‌سازی پیچک‌های بزرگ و میانگین‌گیری رینولدز به منظور شبیه‌سازی رفتار پره دودکش و یک روش ترکیبی دینامیک برای پارامترسازی نقش پیچک‌های ریز استفاده شده است. شبیه‌سازی عددی رفتار پره دود با استفاده از روش مذکور و متداول انجام گرفت. توزیع دما در فواصل مختلف پایین‌دست دودکش با داده‌های تجربی مقایسه و صحت نتایج بررسی شد. نتایج نشان داد که روش ترکیبی پیشنهادی نسبت به روش‌های میانگین‌گیری رینولدز و روش ترکیبی موجود در نرم‌افزار فلوئنت، توزیع دما در پایین‌دست را با دقت بیشتری پیش‌بینی می‌کند. همچنین خطای تخمین صعود پره دود محاسبه شده با روش‌های میانگین‌گیری رینولدز، روش ترکیبی موجود در نرم‌افزار فلوئنت و روش ترکیبی پیشنهادی در حالت خنثای جو^۱ به ترتیب برابر با ۰/۰۴۳۷، ۰/۰۵۴ و ۰/۰۳۲۳ است. با مقایسه صعود پره دودکش با معادله انتگرالی بریگز، مشاهده شد که روش انتگرالی به دلیل عدم در نظر گرفتن اختلاط قائم ناشی از تلاطم، میزان صعود را بیش از مقدار واقعی تخمین می‌زند. صحت شبیه‌سازی تلاطم با استفاده از نمودار چگالی طیفی انرژی جنبشی متلاطم و پارامتر نسبت تلاطم شبیه‌سازی شده به تلاطم مدلسازی شده، بررسی شد. از نتایج این پژوهش می‌توان در بهینه‌سازی و اصلاح روابط موجود برای تخمین صعود پره دودکش در شرایط مختلف پایداری، با در نظر گرفتن نقش تلاطم مکانیکی و گرمایی جو^۱ و تلاطم پره دودکش استفاده کرد.

واژه‌های کلیدی: پره دودکش، شبیه‌سازی عددی، تلاطم، روش ترکیبی RANS - LES

۱ مقدمه

وجود عوامل مختلف در فرآیند احتراق، همواره باعث تولید و گسیل آلاینده‌های مختلف هوا می‌شود. آثار منفی آلاینده‌های موجود در جریان خروجی از دودکش، بویژه تأثیر کوتاه‌مدت آنها بر روی کارکنان و ساکنان اطراف محل انتشار و محدودیت‌های زیست‌محیطی سال‌های اخیر در کشور، مطالعه بر روی پخش و پراکنش این آلاینده‌ها را بسیار مورد توجه قرار داده است. از سوی دیگر، پیش‌بینی رفتار پره دودکش به منظور بررسی روش‌های کنترل آلودگی آنها، امکان‌سنجی در تأسیس کارخانه‌های جدید و تعیین سهم آلاینده‌گی آنها بسیار مفید است.

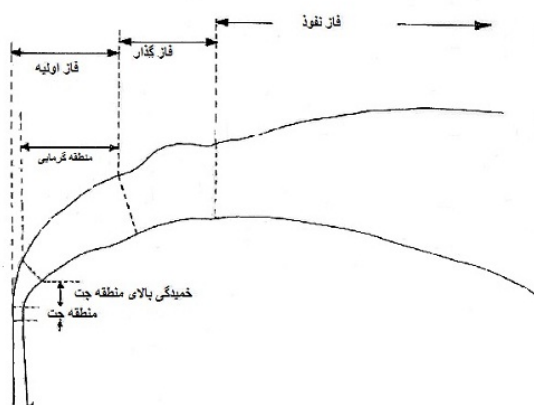
با توجه به مطالب مذکور در مورد اهمیت بررسی رفتار پره‌دود خروجی از دودکش‌ها، در دهه‌های اخیر مطالعات زیادی در زمینه پخش و پراکنش آلاینده‌های خروجی از دودکش، نحوه و میزان صعود آلاینده‌ها صورت گرفته است. این مطالعات شامل بررسی‌های میدانی، آزمایشگاهی و مدلسازی‌های ریاضی بوده است. مطالعات میدانی و تجربی (برینگفلت، ۱۹۶۸؛ هالیدی، ۱۹۶۸ و مک‌کوئید، ۱۹۸۵) این مزیت را دارند که اطلاعات و داده‌ها در شرایط واقعی مسأله جمع‌آوری می‌شوند؛ اما بررسی تأثیر عوامل مؤثر بر دینامیک مسأله به صورت مجزا در این شرایط امکانپذیر نیست. بررسی سامانه در تونل باد و مخزن مایع نیز نوعی از روش‌های تجربی بررسی است که در آن شرایطی مشابه با شرایط عملیاتی مسأله واقعی در ابعاد کوچک فراهم می‌شود (شهزاد و همکاران، ۲۰۰۷ و کانتینی و همکاران، ۲۰۰۹).

مشکل عمده بررسی در تونل باد این است که این آزمایش‌ها زمان‌بر، پرهزینه و دراز دید مدلسازی فیزیکی، با ساده‌سازی همراه است. در مقابل این روش‌های تجربی، روش‌های مدلسازی عددی برای پیش‌بینی رفتار سیستم‌ها مورد استفاده قرار گرفته است. از مزیت‌های روش‌های مدلسازی این است که هزینه آن نسبتاً کم است و امکان

کنترل عوامل مؤثر بر دینامیک مسأله در این روش وجود دارد. در این پژوهش نیز پس از بررسی روش‌های مختلف شبیه‌سازی، با استفاده از روش شبیه‌سازی عددی مناسب، رفتار پره ستون دود پیش‌بینی و صحت روش شبیه‌سازی با داده‌های تجربی کنترل شده است تا برای اهداف دیگر این پژوهش و در مطالعات آینده بتوان از مزیت‌های روش شبیه‌سازی مورد نظر به‌جای آزمایش واقعی استفاده نمود.

یک پره دود پس از خروج از دودکش و ورود به لایه مرزی جو، رفتاری متلاطم از خود نشان می‌دهد که نقش اصلی در انتقال پدیده‌های جرم، تکانه و انرژی در آن را پیچک‌ها به عهده دارند. تلاطم جوئی (تلاطم دینامیکی و تلاطم همرفتی) و تلاطم ناشی از پره ستون دود، منابع اصلی تلاطم در مسأله پراکنش و صعود پره دود هستند (استال، ۱۹۸۹). همچنین با توجه به مطالعه اسلاوسان و کسانادی (۱۹۶۷) حرکت و صعود پره دود شامل سه فاز اولیه، گذار و نفوذ است (شکل ۱). در فاز اولیه، ابتدا به دلیل داشتن سرعت، یک حرکت صعودی مستقیم وجود دارد. آنگاه پره دود به دلیل تأثیر جریان افقی، اندکی خم می‌شود. سپس در منطقه گرمایی، تلاطم خودبه‌خودی ناشی از گرمای پره، باعث اختلاط و صعود پره دود می‌شود. در فاز گذار، از میزان تلاطم داخلی پره دود تا اندازه‌ای کاسته می‌شود و پیچک‌های ریز جوئی تعیین‌کننده پراکنش پره دود هستند. در فاز نفوذ، تلاطم داخلی پره دود از بین می‌رود و پیچک‌های حامل انرژی جوئی (پیچک‌های بزرگ) نقش تعیین‌کننده‌ای را در صعود و پراکنش آلاینده‌ها ایفا می‌کنند.

از دهه شصت قرن نوزدهم تا به امروز، مدل‌های زیادی برای پخش و پراکنش آلاینده‌های دودکش ارائه شده است که اساس اکثر آنها مدل گاوس است (ترنر، ۱۹۹۴ و بیچاک، ۲۰۰۵). این مدل‌ها، به دلیل عدم حل معادلات جریان، در مقیاس‌های بزرگ مانند مقیاس میانی (Mesoscale) و در محدوده ۲ تا ۲۰۰۰ کیلومتر مناسب



شکل ۱. رژیم‌های جریان در یک پره خروجی از دودکش.

روش شبیه‌سازی پیچک‌های بزرگ (Large Eddy Simulation) موسوم به LES به دلیل دقت زیاد آن در پیش‌بینی مناسب مقدار متوسط و میزان تلاطم پارامترها، در مطالعات جوی توسعه پیدا کرده است (فدرویچ و همکاران، ۲۰۰۱؛ بیچ‌من، ۲۰۰۶؛ لیو و همکاران، ۲۰۱۱؛ لی هو و همکاران، ۲۰۱۱؛ فیسل دورانی، ۲۰۱۳؛ گوسیو و همکاران، ۲۰۱۳ و هو و همکاران، ۲۰۱۵). روش LES از لحاظ دقت و سرعت، بین روش‌های حل مستقیم و میانگین‌گیری رینولدز قرار دارد. در این روش، مقیاس‌های بزرگ (که اهمیت بسیاری در انتقال پدیده‌ها دارند) مستقیماً حل می‌شوند؛ در حالی که مقیاس‌های زیر شبکه (که اهمیت کمی دارند)، به صورت پارامترسازی شده وارد مدل می‌شوند. استفاده همزمان از روش‌های LES و RANS نیز که با ترکیب مزیت‌های دو روش توسعه یافته، برای شبیه‌سازی دینامیک لایه مرزی یک منطقه در نیوزیلند توسط بیچ‌من و همکاران (۲۰۰۷) به کار برده شده و صحت نتایج روش حل با داده‌های اندازه‌گیری شده مقایسه شده است.

هستند. همچنین تلاطم ناشی از برهمکنش بین باد و موانع موجود در مسیر جریان و برهمکنش بین باد و مواد خروجی از دودکش را، که در مقیاس محلی بسیار تأثیرگذار هستند، در نظر نمی‌گیرند؛ لذا با مدل‌های دارای فرضیات ساده‌سازی شده، نمی‌توان تأثیر و اهمیت هر یک از عوامل مؤثر را بدرستی نمایان ساخت. با توجه به متلاطم بودن جریان، انتظار می‌رود که برای شبیه‌سازی رفتار آن از یک روش شبیه‌سازی جریان متلاطم استفاده شود. برای پیش‌بینی رفتار یک جریان متلاطم، اولین و دقیق‌ترین روش مورد استفاده، روش شبیه‌سازی عددی مستقیم (Direct Numerical Simulations) موسوم به DNS است. در این روش تمام پیچک‌ها از بزرگترین مقیاس تا کوچکترین آنها، که ریزمقیاس کولموگروف (Kolmogorov Microscale) نامیده می‌شوند، در ابعاد زمانی و مکانی به‌طور مستقیم و بدون اعمال پارامترسازی و یا فرض ساده‌سازی، در شبیه‌سازی عددی لحاظ می‌شوند؛ بنابراین هزینه محاسباتی این روش بسیار زیاد است. به منظور کاهش حجم محاسبات در روش شبیه‌سازی مستقیم، روش میانگین‌گیری رینولدز (Reynolds Averaged Navier-Stokes) موسوم به RANS توسط رینولدز (۱۸۹۵) ارائه شد که هزینه محاسباتی بسیار کمتری دارد. روش شبیه‌سازی RANS به منظور حل معادلات پخش و پراکنش آلاینده‌های خروجی از دودکش، در شرایط مختلف شناوری پره دود (روتاق و همکاران، ۲۰۰۴ و گرینینگ و باچروا، ۲۰۰۵) و در شرایط مختلف تلاطم جوی (گرینینگ و لیک، ۱۹۸۴؛ ونکاترام و همکاران، ۲۰۰۴؛ پونتگی و همکاران، ۲۰۰۹ و نکیب‌اقلو و همکاران، ۲۰۰۹) مورد استفاده قرار گرفته است.

روش (Weather Research and Forecasting-Large Eddy Simulation) موسوم به WRF-LES استفاده کردند. هدف آنها بررسی عملکرد WRF-LES در پیش‌بینی رفتار پره دود بدون تکانه اولیه بود و نتیجه گرفتند که در شرایط پایدار در نزدیکی سطح زمین، WRF-LES پارامترهای تلاطمی را کمتر از مقدار واقعی تخمین می‌زند. دلیل این امر، تخمین نامناسب ضریب نفوذ تلاطمی در مدل WRF-LES ذکر شده است که مقدار ضریب نفوذ جرمی تلاطمی را به جای پارامترسازی مستقیم، ضریبی از مقدار ضریب نفوذ تلاطمی تکانه در نظر می‌گیرد.

با توجه به بررسی‌های صورت گرفته در مورد پخش و پراکنش پره ستون دود، پیش‌بینی رفتار پره دود با نیروی شناوری در حضور جریان باد افقی، که تلاطم ناهمگن دارد، به دلیل تأثیر زیاد تلاطم‌های تکانه‌ای و تلاطم‌های شناوری، بسیار دشوار و چالش‌برانگیز است (ماهش، ۲۰۱۲)؛ بنابراین نقش تلاطم باید توسط روشی مانند LES شبیه‌سازی شود. همچنین به منظور رفع محدودیت روش شبیه‌سازی پیچک‌های بزرگ در شرایطی که مقیاس تلاطم کوچک می‌شود، در این پژوهش از تلفیق روش‌های RANS و LES برای پیش‌بینی رفتار پره ستون دود استفاده شده است. به منظور پیش‌بینی نقش تلاطم پیچک‌های کوچک در محدوده روش LES از یک مدل پارامترسازی ترکیبی استفاده شد. از آنجا که در نرم‌افزار فلونتت برای روش LES زبری سطح و تابع دیواره نمی‌توان تعریف کرد، مدل محاسبه گر انرژی پیچکی در قالب تابع تعریف شده توسط کاربر به روش شبیه‌سازی ترکیبی RANS-LES الحاق شده است. با بررسی‌های انجام‌شده، استفاده همزمان از دو روش LES و RANS تاکنون برای شبیه‌سازی رفتار پره دود انجام نشده است.

در ادامه ابتدا به اجمال به معادلات حاکم، روش شبیه‌سازی و نحوه پارامترسازی گر انرژی پیچکی پرداخته

استفاده از روش LES در شبیه‌سازی رفتار پره دود ابتدا توسط لامب (۱۹۷۸) به صورت ابتدایی مورد استفاده قرار گرفت. هارن و نیوستات (۱۹۸۹)، معادله نفوذ را برای گسیل آلاینده‌ها بر روی زمین صاف با استفاده از روش LES شبیه‌سازی کردند. پخش و پراکنش آلاینده‌ها از یک دودکش بدون نیروی شناوری گازهای خروجی، در شرایط مختلف زبری و آهنگ گرمایش سطح زمین توسط سای (۲۰۰۰) با روش LES بررسی شد و از نتایج آزمایش‌های مخزن آب ویلیس و دیردورف (۱۹۷۸)، برای درستی‌سنجی شبیه‌سازی خود استفاده کرد.

پخش و پراکنش آلاینده‌های خروجی از دودکش مرتفع در شرایط ناپایدار جوی، توسط ساتر و همکاران (۲۰۰۱) با استفاده از روش LES شبیه‌سازی شد و از روش اسماکورینسکی برای مدلسازی پیچک‌های کوچک استفاده کردند. سادا و ساتو (۲۰۰۲) با بکارگیری روش LES اهمیت محاسبه مقادیر آشفستگی سرعت و غلظت را به‌ویژه در مواقع گسیل ناگهانی مواد به محیط صنعتی مطرح کردند.

جودورسی (۲۰۰۳) از روش LES به منظور شبیه‌سازی رفتار پره دود استفاده کرد. هدف او استفاده از روش LES و مقایسه انواع مدل‌های مختلف موجود برای پارامترسازی زیرمقیاس شبکه در پیش‌بینی رفتار پره دود با نیروی شناوری بود. او بیش از ده مدل موجود (مدل‌های جبری، یک معادله‌ای و دو معادله‌ای و مدل‌های ترکیبی) را به طور جداگانه استفاده و عملکرد مدل‌های مختلف را با هم مقایسه کرد.

تاو و همکاران (۲۰۱۳) با شبیه‌سازی پره یک چشمه نقطه‌ای با استفاده از روش LES، روابط انتگرالی صعود پره دود را بهبود بخشیدند. آنها با شبیه‌سازی، هم در شرایط آرام و هم در حضور جریان باد افقی، ضرایب و توان روابط مدل انتگرالی را بهبود بخشیدند. ناتوت و همکاران (۲۰۱۴) به منظور شبیه‌سازی رفتار پره دود از

$$\left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \beta_T (T_i - \bar{T}) g_i, \quad (2)$$

$$+ \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \right] - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j}$$

$$\left[\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} \right] = \alpha \left[\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j^2} \right] - \frac{\partial (\bar{\tau}_{Tj})}{\partial x_j}, \quad (3)$$

که u_i نشان‌دهنده سرعت در سه راستای x ، y و z شمارنده داخلی است که از ۱ تا ۳ تغییر می‌کند. P ، ρ_0 ، T_0 ، β_T ، \bar{T} ، α ، ν و g_i نیز به ترتیب چگالی پایه، فشار کاهیده، دمای پایه، دمای سیال، ضریب انبساط دمایی، پخشایی مولکولی گرمایی، پخشایی مولکولی تکانه و شتاب گرانی در جهت i است. در معادله (۲) با توجه به اینکه مقیاس مورد مطالعه در ابعاد خرد است، نیروی کوریولیس، در نظر گرفته نشده است. در معادله-های حاصل برای انتقال هر پدیده، به منظور صفر شدن درجه آزادی دستگاه معادلات جریان متلاطم، باید جمله‌های تنش $(\bar{\tau}_{Tj}, \bar{\tau}_{ij})$ پارامترسازی شوند. این جمله‌های تنش در نواحی‌ای از حوزه حل که از روش LES استفاده می‌شود، سهم تلاطم پیچک‌های کوچک و در آن نواحی که از روش RANS استفاده می‌شود، سهم تلاطم کل پیچک‌های جریان هستند و به صورت معادله‌های (۴) و (۵) تعریف می‌شوند:

$$\bar{\tau}_{ij} = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j, \quad (4)$$

$$\bar{t}_{Tj} = \overline{T v_j} - \bar{T} \bar{v}_j. \quad (5)$$

حل دستگاه معادلات مذکور در نرم‌افزار Fluent انجام گرفت.

شده است. سپس به مطالعه موردی و نحوه شبکه‌بندی مناسب برای شبیه‌سازی اشاره شده است. در انتها نیز نتایج شبیه‌سازی روش ترکیبی با مدل به کار رفته در این پژوهش آمده است. کیفیت نتایج از منظر کیفیت شبیه‌سازی تلاطم بررسی و توزیع پارامترهای تلاطمی با داده‌های تجربی و روش شبیه‌سازی همزمان LES و RANS پیش‌فرض در نرم‌افزار فلوئنت مقایسه شده است.

۲ معادلات حاکم و روش حل

رفتار دینامیکی یک جریان متلاطم از طریق حل معادلات پایستگی جرم، تکانه و انرژی قابل پیش‌بینی است (وایت، ۲۰۰۵). حل معادلات حاکم بر یک جریان متلاطم از طریق روش شبیه‌سازی مستقیم به دلیل حجم زیاد محاسبات، تقریباً ناممکن است و روش RANS نیز باعث نادیده گرفتن اثر آشفتگی‌های ناشی از تلاطم می‌شود. همچنین استفاده از روش LES در نواحی نزدیک دیواره صلب و در عددهای رینولدز پایین، نیاز به تعداد بیش از حد شبکه‌بندی (در اندازه مقیاس کولموگروف) دارد؛ لذا در این پژوهش از ترکیب روش RANS و LES به منظور حل معادلات حاکم بر جریان استفاده شده است تا بتوان با تعداد شبکه‌بندی کمتر، شبیه‌سازی قابل قبولی را انجام داد. در روش ترکیبی، در نواحی دور از دیواره و مواقعی که مقیاس تلاطم بزرگ باشد، از روش LES و در نواحی که مقیاس تلاطم کوچک است، از روش RANS استفاده می‌شود. دستگاه معادلات پالایش‌یافته برای یک شاره نیوتنی، تک‌فاز، تک‌جزء و تراکم‌ناپذیر با نمادگذاری انیشتین و با تفکیک جمله اثر شناوری بوسینسک (پائولوچی، ۱۹۸۲) به صورت معادله‌های (۱)، (۲) و (۳) است:

$$\frac{\partial (\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_j \tilde{\omega})}{\partial x_j} \right] = \nu \left[\frac{\partial^2 \tilde{\omega}}{\partial x_j^2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_\omega} \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\tilde{\omega}}{K} \nu_T |\bar{S}| - \beta_i \tilde{\omega}^i, \quad (10)$$

$$l = \min (l_{LES}, l_{RANS}) = \min (C_{DES} \Delta, \frac{\tilde{K}^{1/2}}{\beta^* \tilde{\omega}}), \quad (11)$$

در مواقعی که l_{RANS} کوچکتر از l_{LES} باشد، از روش RANS استفاده می‌شود:

$$\begin{cases} \text{if } (C_{DES} \Delta < \frac{\tilde{K}^{1/2}}{\beta^* \tilde{\omega}}) \text{ then } \nu_T = C_{mix} S^\beta \Delta^{(1+\beta)} \tilde{K}^{(1-\beta)/2} \\ \text{else } \nu_T = \alpha^* \frac{\tilde{K}}{\tilde{\omega}} \end{cases}, \quad (12)$$

که ν_T ضریب نفوذ تلاطمی تکانه و S ضریب کرنشی متوسط و برابر با $\bar{S} = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$ است. C_{DES} برابر با ۰/۶۱ است و α^* ، β^* و C_{mix} نیز ثابت‌های دینامیکی پارامترسازی هستند (ویلکس، ۲۰۰۶). ضریب β مقدار ثابتی بین صفر و یک است که در این پژوهش برابر با ۰/۵ در نظر گرفته شده است. با این مقدار β ، ترکیبی از روش‌های اسماکورینسکی و انرژی جنبشی تلاطمی در بخش LES به کار گرفته شده است و به نوعی روش محافظه‌کارانه‌تری است. همچنین با توجه به شرط پیوستگی در معادله (۱۲)، ضریب C_{mix} برابر با حاصل ضرب $\alpha^* \times C_{DES} \times \beta^*$ در نظر گرفته شده است. در حالت کلی، در روش ترکیبی مقدار C_{mix} برابر با مقدار ثابت ۰/۰۶۴ گزارش شده است؛ اما در این پژوهش مقدار C_{mix} با توجه به شرط پیوستگی، به صورت دینامیکی تغییر می‌کند و مقدار آن بین ۰/۰۵۴ تا ۰/۰۶۷ در طول شبیه‌سازی متغیر است.

گسسته‌سازی معادلات حاکم به روش حجم متناهی صورت گرفته است. همچنین از روش (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) به

با توجه به فرضیه بوسینسک (۱۸۷۷) در مورد تشابه رابطه گرانروی پیچکی با گرانروی مولکولی خواهیم داشت:

$$\tilde{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{\tau}_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_T \bar{S}_{ij}, \quad (6)$$

$$\tilde{\tau}_{Tj} = -\frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}, \quad (7)$$

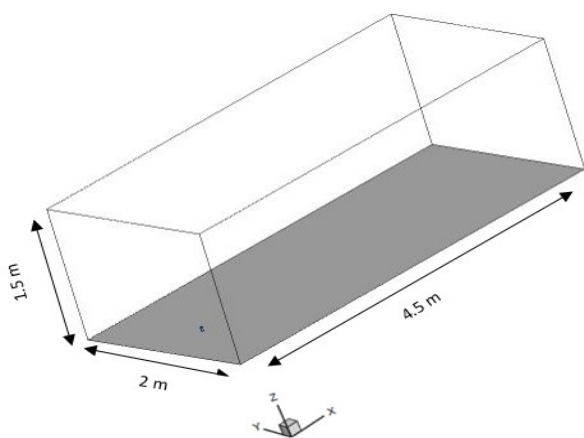
که ν_T پخشایی تکانه و Pr_T عدد پرانتل تلاطمی اند. \bar{S}_{ij} نیز تنسور آهنگ کرنش شاره است که با رابطه (۸) تعریف می‌شود:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (8)$$

با توجه به مطالب ذکر شده، در نواحی با مقیاس تلاطم کوچک، از روش RANS استفاده می‌شود؛ لذا در روش RANS باید از مدل‌های پارامترسازی که برای رینولدزهای پایین مناسبند، استفاده شود. در این مقاله از روش $k-\omega$ در رینولدزهای پایین و نزدیک دیواره که پایدار است و همگرایی سریعی دارد (ویلکس، ۲۰۰۶)، برای محاسبه گرانروی تلاطمی استفاده شده است. همچنین در ناحیه LES نیز از مدل ترکیبی (Mixed Model) برای محاسبه گرانروی پیچکی استفاده می‌شود؛ بنابراین در حالت کلی، گرانروی تلاطمی به این صورت محاسبه می‌شود که ابتدا معادلات انتقال انرژی جنبشی تلاطمی (\tilde{K}) و آهنگ ویژه اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی ($\tilde{\omega}$) حل می‌شوند (معادله‌های ۹ و ۱۰) و سپس پخشایی تلاطمی تکانه با استفاده از معادله (۱۲) محاسبه می‌شود:

$$\left[\frac{\partial \tilde{K}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{V}_j \tilde{K})}{\partial x_j} \right] = \nu \left[\frac{\partial^2 \tilde{K}}{\partial x_j^2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_T}{\sigma_K} \frac{\partial \tilde{K}}{\partial x_j} \right] + \nu_T |\bar{S}| - \frac{\tilde{K}^{\nu/\lambda}}{I}, \quad (9)$$

است. ابعاد حوزه حل در شکل ۲ آمده است. پارامترهای فیزیکی و ترمودینامیکی مسأله نیز در جدول ۱ ارائه شده است. عدد فرود (Froude Number)، که نشان‌دهنده نسبت نیروی لختی به نیروی شناوری است، به صورت $Fr = u_{\infty} / \sqrt{gd \frac{\Delta T}{T_s}}$ تعریف می‌شود که در آن g شتاب گرانش است و پارامترهای دیگر نیز در جدول ۱ تعریف شده‌اند. با توجه به داده‌های این جدول، عدد فرود برای مسأله مورد بررسی برابر با چهار است.



شکل ۲. حوزه فیزیکی حل.

جدول ۱. مشخصات فیزیکی و ترمودینامیکی مطالعه موردی (مارو و همکاران، ۲۰۱۴)

مقدار	پارامتر	پارامتر
134.6	T_s ($^{\circ}\text{C}$)	دمای دود خروجی از دودکش
18.2	T_a ($^{\circ}\text{C}$)	دمای محیط
1.1	u_{∞} (m/s)	سرعت جریان آزاد
2.2	w_s (m/s)	سرعت خروجی از دودکش
2.7	d (cm)	قطر دودکش
0.54	δ (m)	ارتفاع لایه مرزی
0.054	u^* (m/s)	سرعت اصطکاکی
0.3	Z_0 (mm)	ارتفاع زبری سطح
4	h (cm)	ارتفاع دودکش

SIMPLE برای حل میدان فشار و مؤلفه‌های سرعت استفاده شده‌است. روند الگوریتم SIMPLE به صورت پیش‌بینی و اصلاح است. در ابتدا، مقادیری برای سرعت و فشار تقریب زده می‌شود. سپس با بهره‌گیری از معادلات گسسته تکانه و پیوستگی، مقادیر اصلاحی برای پارامترهای جریان محاسبه می‌شود. این روند تا جایی ادامه می‌یابد که مؤلفه‌های اصلاحی میدان سرعت و فشار به سمت صفر میل کنند و مقادیر سرعت و فشار به مقدار ثابت و مشخصی همگرا شوند.

تقریب مشتقات مکانی با روش مرتبه دوم مرکزی انجام گرفت. برای مسائل ناپایا، پارامتر زمان عبور (Through Time)، که طبق تعریف برابر با نسبت طول مشخصه دامنه حل به سرعت پیشینه در مسأله است، یکی از پارامترهای مهم است. در همه شبیه‌سازی‌های ناپایا ابتدا مسأله در شرایط پایا با روش RANS- $k-\omega$ شبیه‌سازی شد و سپس در حالت ناپایا (به مدت یک زمان عبور) از روش مرتبه اول ضمنی، با در نظر گرفتن شبکه زمانی متغیر و محدودیت عدد CFL (عدد کورانت-فردریکس-لوی (فرانک و همکاران، ۲۰۱۱) کوچکتر از ۰/۵ استفاده شد. سپس به منظور افزایش دقت همگرایی، از روش مرتبه دوم ضمنی استفاده شد و با در نظر گرفتن گام زمانی ثابت و عدد CFL ثابت بین ۰/۵ و ۱ به مدت دو برابر زمان عبور برای میانگین‌گیری پارامترها شبیه‌سازی ادامه پیدا کرد. برای همه شبیه‌سازی‌ها مقیاس همگرایی معادلات تکانه، انرژی و پارامترهای تلاطمی 10^{-6} و مقیاس همگرایی معادله پیوستگی نیز 5×10^{-6} در نظر گرفته شده‌است.

۳ مسأله مورد مطالعه و شبکه‌بندی حوزه حل

به منظور بررسی صحت روش شبیه‌سازی به کار گرفته شده، از نتایج مطالعه تونل باد (مارو و همکاران، ۲۰۱۴) استفاده شد. مسأله مورد نظر، پخش و پراکنش هوای گرم از یک چشمه نقطه‌ای (دودکش) در شرایط جوئی خنثی

(۲۰۰۷). دمای خروجی دود از دودکش برابر با $134/6$ درجه سلسیوس است. نیمرخ سرعت جریان در خروجی دودکش نیز با توجه به متلاطم بودن آن، از قانون $1/7$ پرانتل به دست آمده است:

$$w_s = 2.2 \left(1 - r/R \right)^{1/7}, \quad (14)$$

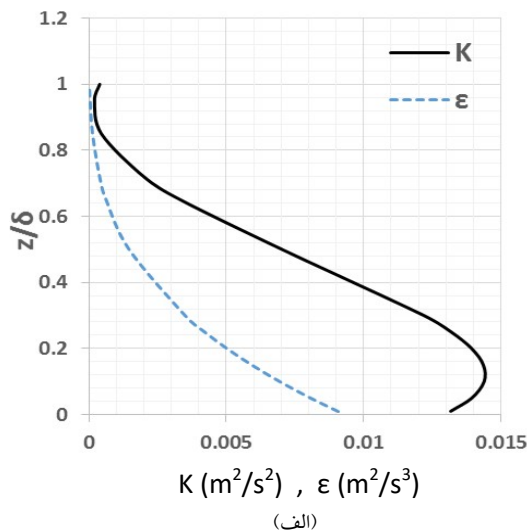
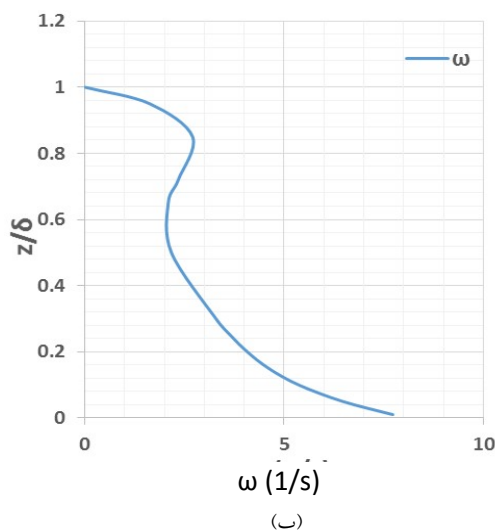
که R شعاع داخلی دودکش، r فاصله هر نقطه از مرکز دودکش و سرعت بیشینه گاز خروجی از دودکش برابر با $2/2$ است. شدت تلاطم جریان خروجی دودکش 5% فرض شده و زبری سطح زمین برابر با $0/3$ میلی‌متر است. با توجه به نظریه کولموگروف (۱۹۴۱)، کوچکترین مقیاس پیچک‌ها در یک جریان متلاطم مقیاس کولموگروف $\eta = (v^3/\epsilon)^{1/4}$ است که در روش شبیه‌سازی مستقیم به عنوان مقیاس شبیه‌سازی در نظر گرفته می‌شود. همچنین طول مشخصه تیلور نیز به صورت $\lambda = \eta Re_l^{1/4} = (vK/\epsilon)^{1/2}$ تعریف می‌شود (لیزیر، ۱۹۹۰). پارامتر بی‌بعد Re_l عدد رینولدز به ازای طول مشخصه تلاطم و برابر با $Re_l = (K^2/\epsilon v)$ است.

شرایط مرزی مسأله نیز با توجه به مسأله تونل باد مارو و همکاران (۲۰۱۴)، به این صورت است که در مرز ورودی جریان، نیمرخ سرعت با رابطه (۱۳) ارائه شده است:

$$\frac{u}{u_\infty} = \left(\frac{z}{\delta} \right)^{0.21}, \quad (13)$$

که δ ارتفاع لایه مرزی و u_∞ سرعت باد جریان آزاد هستند. انرژی جنبشی تلاطمی، اتلاف انرژی تلاطمی و اتلاف ویژه انرژی جنبشی تلاطمی با فرض تعادل در تولید و اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی (مارو و همکاران، ۲۰۱۴ و ژنگ و همکاران، ۲۰۱۲) در شکل ۳ آمده است.

شرایط دمایی نیز در مرز ورودی، مطابق شرایط خنثی در نظر گرفته شد. در مرز خروجی از شرایط جریان خروجی استفاده شد. در مرزهای جانبی فرض تقارن برای سرعت و گرادیان صفر برای دما، فشار و پارامترهای تلاطمی در نظر گرفته شد. در مرز بالا، دما، سرعت و پارامترهای تلاطمی با توجه به مقدار آنها در ارتفاع متناظر در مرز ورودی، ثابت فرض شدند (بلوکن و همکاران،



شکل ۳. (الف) توزیع انرژی جنبشی (k)، اتلاف انرژی جنبشی (epsilon) و (ب) اتلاف ویژه انرژی جنبشی تلاطمی در مرز ورودی (Omega) (مارو و همکاران، ۲۰۱۴).

بزرگترین مقیاسی از تلاطم که گرانروی شاره تأثیر بسزایی بر روی دینامیک پیچک‌ها دارد، پیچک‌هایی‌اند که مقیاس آنها در محدوده طول مشخصه تیلور قرار دارد؛ لذا توصیه می‌شود که در روش LES، پیچک‌ها تا حد مقیاس تیلور شبیه‌سازی شوند (فرزیگر و همکاران، ۱۹۷۷). طول مشخصه کولموگروف و تیلور در پژوهش حاضر، با توجه به جدول ۱ و مقادیر انرژی جنبشی و اتلاف انرژی جنبشی اولیه (شکل ۳) به ترتیب برابر با ۰/۷۶ و ۸/۵ میلی‌متر است.

از آنجا که در اغلب نواحی حل، از روش LES استفاده می‌شود، شبکه‌بندی‌های مسئله در اکثر حوزه حل در محدوده مقیاس طول مشخصه تیلور انجام گرفته است. بر همین اساس (شکل ۴)، از چهار نوع شبکه‌بندی G1، G2، G3 و G4 به منظور تعیین عدم وابستگی متوسط زمانی متغیرها به شبکه‌بندی استفاده شده است. اگرچه، با توجه به نظریه اسپیزال (۱۹۹۸)، عدم وابستگی مطلق به شبکه‌بندی برای روش LES دست‌نیافتنی است؛ زیرا عدم وابستگی کامل در LES نیاز به شبکه‌بندی بسیار ریز دارد که همان روش شبیه‌سازی مستقیم است. سه مورد از شبکه‌بندی‌ها (G_1 , G_2 , G_3) به صورت ساختاریافته (Structured) در نظر گرفته شدند. به منظور ایجاد شبکه‌بندی ساختاریافته با نسبت تصویر (Aspect Ratio) نزدیک به واحد در این مسئله، نیاز به تعداد زیادی شبکه‌بندی است که مقرون به صرفه نیست؛ لذا شبکه‌بندی G4 به صورت غیر ساختاریافته ایجاد شد که در نواحی نزدیک دهانه دودکش، مقیاس شبکه‌بندی آن در حد طول کولموگروف است و از چگالی شبکه‌بندی در نواحی کم اهمیت نیز کاسته شده است. شبکه‌بندی‌های مذکور در شکل ۴ نشان داده شده‌اند. نتایج بررسی تأثیر نوع شبکه‌بندی بر روی نتایج شبیه‌سازی نیز در جدول ۲ آورده شده است. با توجه به شکل ۴-ج شبکه‌بندی G3 ریزترین شبکه‌بندی را دارد و مقیاس آن در محدوده

مقیاس کولموگروف است؛ بنابراین به منظور مقایسه سایر شبکه‌بندی‌ها، نتایج شبیه‌سازی بر روی این شبکه‌بندی به عنوان مرجع در نظر گرفته شد. با توجه به مقادیر دمای شبیه‌سازی شده در دو نقطه فرضی در حوزه حل (جدول ۲) مشاهده می‌شود که پیش‌بینی دما با استفاده از شبکه‌بندی G4 نسبت به دو شبکه‌بندی G1 و G2 با دقت بیشتری انجام می‌گیرد و نتایج به نتایج شبکه‌بندی G3 نزدیکتر است. در نتیجه، شبکه‌بندی G4 با توجه به دقت پیش‌بینی و تعداد شبکه، به عنوان شبکه‌بندی مناسب انتخاب شد. لازم به ذکر است که تحلیل طول مشخصه تیلور برای تعیین محدوده شبکه‌بندی، باعث کاهش تعداد سعی و خطا برای یافتن شبکه‌بندی مناسب شده است. همچنین به دلیل ساختار مکعبی حوزه فیزیکی مسئله و ساختار استوانه‌ای دودکش، حوزه حل (شکل ۴-ه) به ۲۹ حجم کوچک تقسیم شده است تا شبکه‌بندی مناسب قابل اعمال باشد.

جدول ۲. نتایج حساسیت‌سنجی شبکه‌بندی‌های مختلف.

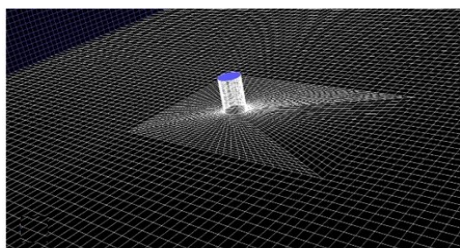
شبکه‌بندی	تعداد شبکه	دمای متوسط شبیه‌سازی بر حسب کلونین در نقطه	در نقطه
G1	۱۱۴۲۰۰۰	۲۹۴/۰۵	(۰/۵۷ و ۰/۱۴۷۷)
G2	۱۹۵۰۰۰۰	۲۹۷/۳۵	۳۰/۶
G3	۲۹۷۰۰۰۰	۳۰۰/۷۱	۳۰/۹
G4	۱۷۹۰۰۰۰	۳۰۱/۱۸	۳۰/۹/۰۵

۴ نتایج شبیه‌سازی و راستی‌آزمایی نتایج

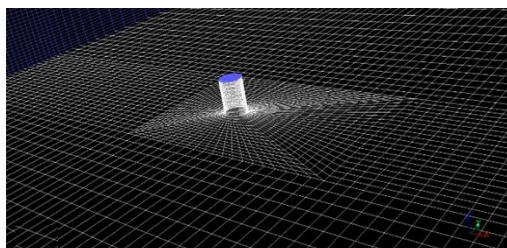
در این بخش نتایج شبیه‌سازی‌ها و مقایسه نتایج با داده‌های تجربی ارائه شده است. شبیه‌سازی‌های انجام شده به ترتیب شامل یک شبیه‌سازی پایا و بدون در نظر گرفتن تغییرات زمانی (Steady State) با روش RANS-k- ω ، یک شبیه‌سازی ناپایا (متغیر با زمان) با روش ترکیب RANS-LES و مدل پارامترسازی انرژی جنبشی تلاطمی با ضرایب ثابت موجود در نرم‌افزار فلوئنت (روش RL-STKE) و یک

یک از شبیه‌سازی‌های ناپایا به مدت تقریبی ۱۴ روز به طول انجامید. به منظور سنجش نحوه همگرایی نتایج شبیه‌سازی علاوه بر مشاهده مقادیر خطای شبیه‌سازی، دو نقطه از فضای شبیه‌سازی به عنوان نقاط شاهد در نظر گرفته شدند و تغییرات دما در این نقاط ثبت شدند تا به منظور تعیین همگرایی مورد استفاده قرار گیرند؛ زیرا عدم تغییر خطا همواره به معنای همگرایی مسأله نیست؛ اما عدم تغییرات دمای متوسط در یک نقطه می‌تواند شاهد بهتری از همگرایی باشد. نمودار تغییرات دمای محاسبه شده با روش RL-DMS($\beta 0.5$) در دو نقطه از حوزه حل بر حسب زمان در شکل ۵ نشان داده شده است. لازم به ذکر است که مقادیر اولیه دما در این شکل، نتایج روش RANS هستند. توزیع قائم دما در فواصل مختلف پایین دست دودکش و در خط مرکزی ($y=0$) با استفاده از روش‌های RANS، RL-STKE و RL-DMS($\beta 0.5$) محاسبه و در

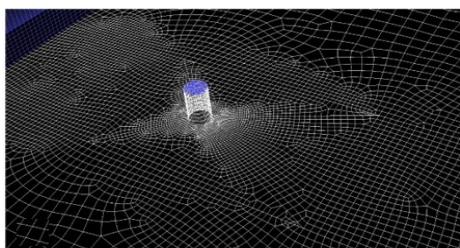
شبیه‌سازی ناپایا باروش ترکیبی RANS-LES ارائه شده در بخش ۲ (روش RL-DMS($\beta 0.5$)) است. شرایط اولیه برای شبیه‌سازی‌های ناپایا، نتایج همگرا شده روش RANS است. برای ایجاد آشفتگی اولیه در حالت ناپایا بهتر است که به منظور جلوگیری از ناپایداری احتمالی، با استفاده از روشی مانند روش تاوه (Vortex)، آشفتگی‌های ناپایا در مرز بالادستی جریان‌های ورودی (پره دود و جریان هوا) ایجاد شود (ماتی، ۲۰۰۶). از آنجا که در مطالعه مورد نظر، شرایط مرزی در دهانه دودکش در دسترس بود و شرایط بالادست مشخص نبود، این امر امکانپذیر نبود؛ لذا آشفتگی‌ها به صورت شرط اولیه به مسأله ناپایا وارد شد. برای شبیه‌سازی‌های ناپایا ابتدا از روش انتگرال زمانی مرتبه اول و سپس از روش مرتبه دوم استفاده شد. تمامی شبیه‌سازی‌ها با استفاده از نرم‌افزار Fluent 14.5.7 به صورت موازی و با بکارگیری ۲۰ هسته انجام گرفت. هر



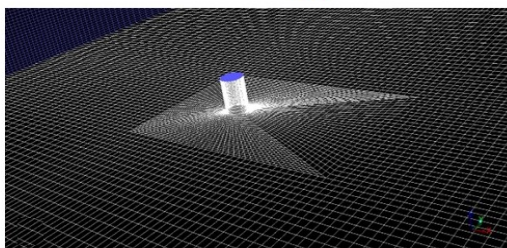
(ب)



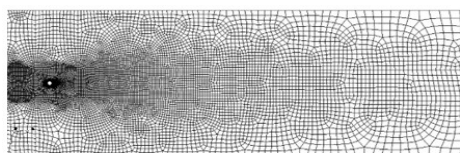
(الف)



(د)



(ج)

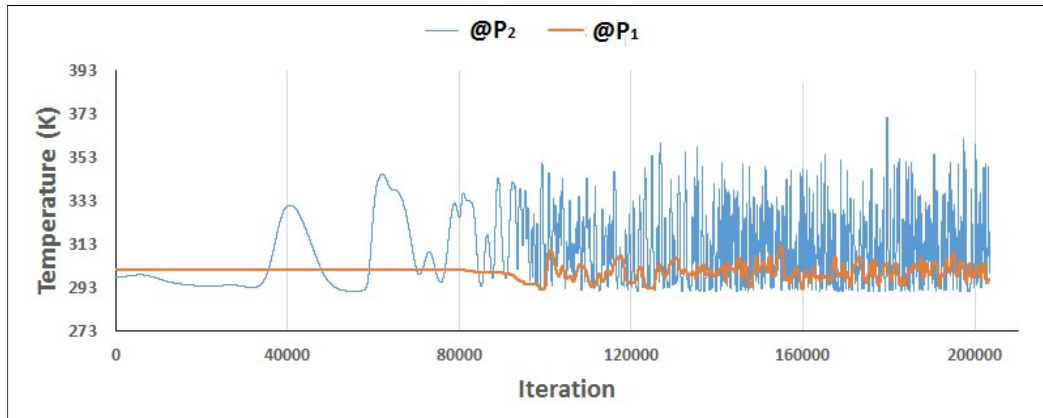


(و)



(ه)

شکل ۴. (الف) شبکه‌بندی G1، (ب) شبکه‌بندی G2، (ج) شبکه‌بندی G3، (د) شبکه‌بندی G4، (ه) نمای بالای تقسیم‌بندی حوزه حل به منظور ایجاد شبکه‌بندی مناسب، (و) نمای بالای شبکه‌بندی G4.



شکل ۵. تغییرات زمانی دما در دو نقطه از حوزه فیزیکی مسأله ($P_1=(0.57,0,0.1477)$ و $P_2=(1,0,0.1965)$).

نقاط پایین دست، که سهم تلاطم جوی نسبت به تلاطم پره دود تأثیر بیشتری دارد، نقطه $x=1.5$ متری پایین دست دودکش نیز مورد ارزیابی قرار گرفت. با توجه به دقت روش RL-DMS($\beta 0.5$) در پیش‌بینی دمای بیشینه و محل شکل‌گیری آن، می‌توان به این نتیجه رسید که در نقطه $x=1.5$ متری و با افزایش سهم تلاطم جوی، دقت روش RANS در پیش‌بینی پارامترهای جریان کم می‌شود (شکل ۶-ه). همچنین با توجه به شکل ۶ مشاهده می‌شود که در ابتدا و در نقطه $x=0.25$ تفاوت روش‌های RL-DMS($\beta 0.5$) و RL-STKE به نسبت زیاد است؛ اما با دور شدن از دودکش و در نقاط پایین دستی، تفاوت در نتایج دو روش کمتر می‌شود. این امر به علت تفاوت دو روش در پارامترسازی نقش پیچک‌های ریزمقیاس است و از آنجا که در نزدیکی دودکش، مقیاس پیچک‌ها کوچکتر و اهمیت پیچک‌های ریزمقیاس نیز بیشتر است، این تفاوت در نزدیکی جریان خروجی از دودکش بیشتر به چشم می‌خورد.

با توجه به نمودارهای موجود در شکل ۶ و با استفاده از رابطه (۱۶)، صعود خط مرکزی پره دود محاسبه و در شکل ۷ نشان داده شده است. نتایج محاسبات با نتیجه حاصل از رابطه (۱۷) مقایسه شد:

قالب پارامتر بدون بعد T^* در شکل ۶ رسم شده و با داده‌های تونل باد مارو و همکاران (۲۰۱۴) مقایسه شده است. پارامتر T^* با رابطه (۱۵) تعریف می‌شود:

$$T^* = \frac{\rho_a c_p (T - T_a)}{Q_s} \delta^2 u_{\psi}^2, \quad (15)$$

که Q_s و T به ترتیب آهنگ گرمایی دودکش و دما هستند.

در شکل ۶ مشاهده می‌شود که در نقاط $x=0.25, 0.5, 0.75, 1.0$ که داده‌های تونل باد نیز موجود است، روش‌های RL-DMS($\beta 0.5$) و RL-STKE مقادیر دمای بیشینه را بهتر از روش RANS پیش‌بینی می‌کنند و روش RL-DMS($\beta 0.5$) نیز نسبت به دو روش دیگر، ارتفاع مربوط به دمای بیشینه را بهتر پیش‌بینی می‌کند. اهمیت ارتفاع دمای بیشینه به این دلیل است که به نوعی نشان دهنده ارتفاع پره دود است. از سوی دیگر، با توجه به خطای پیش‌بینی توزیع دما (شکل ۶-و) می‌توان گفت که خطای کلی سه روش شبیه‌سازی در پیش‌بینی توزیع دما تقریباً یکسان است؛ اما روش شبیه‌سازی RANS با توجه به خطای کمتر، توزیع دما را اندکی بهتر از دو روش دیگر پیش‌بینی می‌کند. به منظور مقایسه بیشتر روش‌ها در

فاصله از دودکش، اختلاف این دو روش در تخمین صعود پره دود کمتر می‌شود. لازم به ذکر است که اگرچه در نقاطی که نتایج تجربی موجود است، خطای روش RANS نسبت به روش RL-STKE کمتر است، اما با حرکت به سمت پایین دست دودکش، انحراف روش RANS بیشتر می‌شود و بنابراین خطای آن افزایش می‌یابد (شکل‌های ۶ و ۷).

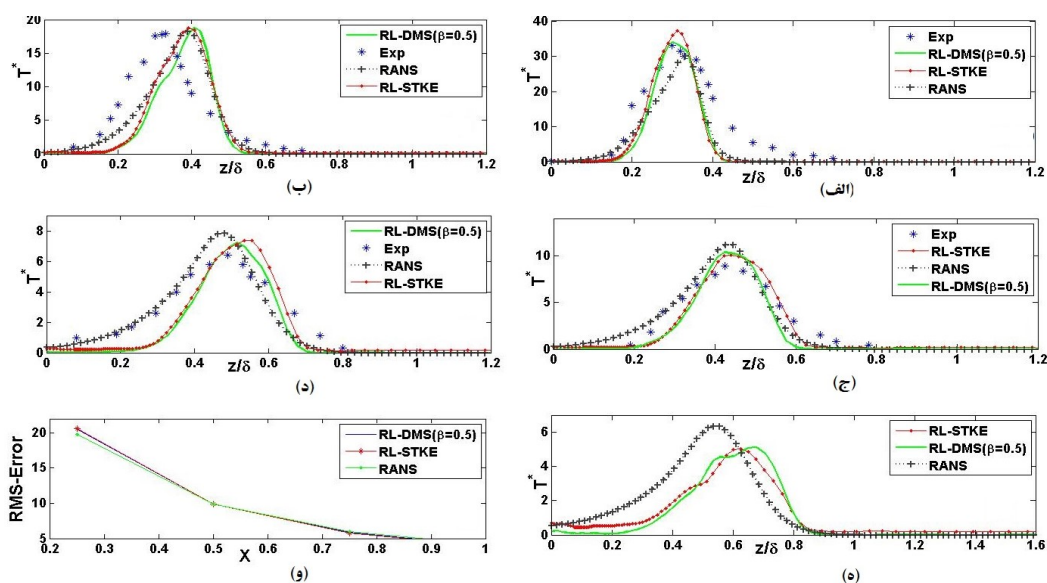
با توجه به شکل ۷ می‌توان دریافت که مدل انتگرالی بریگر میزان صعود پره دود را بیشتر از مقدار واقعی تخمین می‌زند و اختلاف آن با مقدار واقعی و نتایج شبیه‌سازی با افزایش فاصله، بیشتر می‌شود. این امر به دلیل فرضیاتی است که در مدل وجود دارد و توانایی اعمال تأثیر تلاطم جوئی و تلاطم جریان خروجی از دودکش، که موجب کاهش صعود پره دود می‌شود، را ندارد. اگرچه در این مقاله تنها شرایط خنثای جوئی مورد ارزیابی قرار گرفت، اما می‌توان نتیجه گرفت که بدون اعمال تأثیر تلاطم موجود در مسأله (اعم از تلاطم پره دود و تلاطم جوئی)، نمی‌توان در مواردی که تلاطم تأثیرگذار است، میزان صعود پره دود را با دقت خوبی پیش‌بینی کرد؛ لذا با توجه به روش شبیه‌سازی بکارگرفته شده در این مقاله (RL-DMS($\beta 0.5$)) که صعود پره دود را با دقت قابل قبولی پیش‌بینی می‌کند، می‌توان شرایط مختلف عملیاتی را شبیه‌سازی و در نهایت با انجام حساسیت‌سنجی، رابطه‌ای نیمه‌تجربی برای صعود پره دود ارائه کرد که در برگیرنده نقش تلاطم در صعود آن باشد. اگرچه این امر از نظر محاسباتی هزینه زیادی دارد، اما با توجه به دقت روش شبیه‌سازی مذکور، که برای اولین بار در شبیه‌سازی رفتار پره دود مورد استفاده قرار گرفته، می‌توان رابطه مناسبی ارائه کرد که به عنوان هدف بعدی پژوهشی نگارندگان در نظر گرفته شده است.

$$h(x) = \frac{\int_0^y z(T_y(x,z) - T_0) dz}{\int_0^y (T_y(x,z) - T_0) dz}, \quad (16)$$

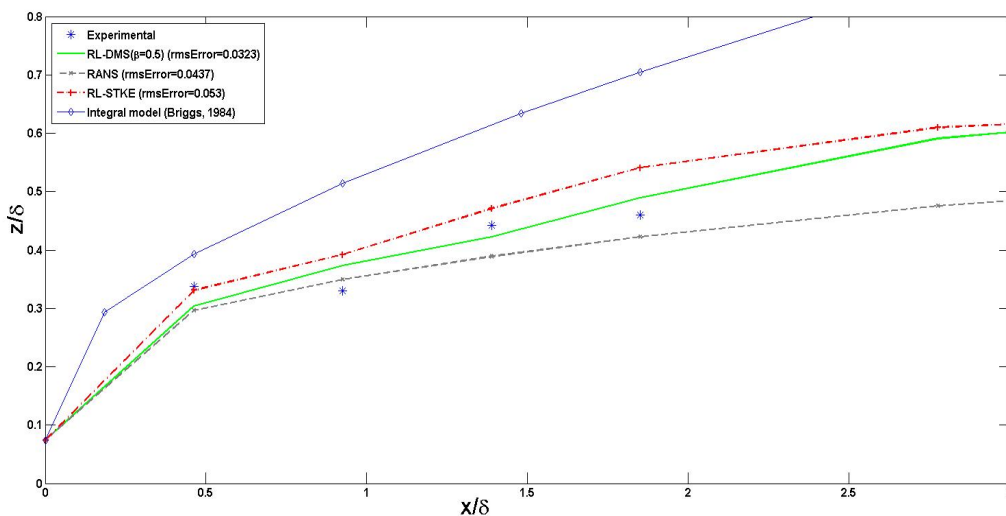
$$\Delta h = \left(\frac{3}{2\beta_E^2} \frac{F_b x^2}{u_s^3} + \frac{3}{\beta_E^2} \frac{F_m x}{u_s^2} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

رابطه (۱۷) یک مدل انتگرالی است که توسط بریگر (۱۹۸۴) ارائه شده است و با حل معادلات کلی پایستگی در شرایط خنثی به دست آمده است. در رابطه (۱۶) و (۱۷) T_y ، β_E ، F_b ، F_m و u_s به ترتیب دمای میان‌گیری شده در جهت y ، ضریب آمیختگی هوا در پره دود، پارامتر شار گرما، شار تکانه و سرعت باد در ارتفاع دودکش است.

نمودار شکل ۷ با استفاده از داده‌های توزیع دمایی موجود در شکل ۶ رسم و با مدل انتگرالی برای تخمین صعود پره دود مقایسه شده است. جذر میانگین مربعات خطای پیش‌بینی صعود پره دود برای سه روش شبیه‌سازی (RL-DMS($\beta 0.5$))، RL-STKE و RANS به ترتیب برابر با 0.0323 ، 0.0530 و 0.0437 محاسبه و در شکل ۷ نشان داده شده است. همچنین ضریب همبستگی (Coefficient of Correlation) بین نتایج شبیه‌سازی و داده‌های تونل باد در پیش‌بینی صعود پره دود برای سه روش RL-DMS($\beta 0.5$)، RL-STKE و RANS به ترتیب برابر با 0.99 ، 0.98 و 0.965 است. روش شبیه‌سازی (RL-DMS($\beta 0.5$)) نسبت به دو روش شبیه‌سازی بکار رفته در این پژوهش، مکان دمایی بیشینه را بهتر پیش‌بینی می‌کند و همین امر باعث شده تا در نمودار شکل ۷ نیز این روش نسبت به روش‌های دیگر، خطای کمتری در تخمین صعود پره دود داشته باشد. همچنین با توجه به شکل ۷، در نقاط نزدیک به دودکش، اختلاف نتایج روش RL-STKE با روش (RL-DMS($\beta 0.5$)) زیاد است و با افزایش



شکل ۶. مقایسه نتایج شبیه‌سازی با داده‌های تونل باد در فواصل (الف) ۰/۲۵ متری در پایین‌دست دودکش، (ب) ۰/۵ متری در پایین‌دست دودکش، (ج) ۰/۷۵ متری در پایین‌دست دودکش، (د) یک متری در پایین‌دست دودکش، (ه) ۱/۵ متری در پایین‌دست دودکش. (و) جذر میانگین مربع خطای پیش‌بینی توزیع دمایی توسط روش‌های شبیه‌سازی در مقایسه با نتایج تونل باد.



شکل ۷. مقایسه صعود خط مرکزی پره دود محاسبه شده با داده‌های تجربی و روش‌های شبیه‌سازی

برای سنجش اعتبار روش شبیه‌سازی RL-DMS($\beta=0.5$) در پیش‌بینی داده‌های تونل باد، از روش آماری ارائه شده توسط هانا و همکاران (۱۹۹۱، ۱۹۹۳) استفاده شد. پارامترهای مورد بررسی در این روش در روابط (۱۸، ۱۹، ۲۰، ۲۱ و ۲۲) آورده شده‌اند:

از آنجایی که روش شبیه‌سازی RL-DMS($\beta=0.5$) در پیش‌بینی صعود پره دود نسبت به روش‌های دیگر دقیق‌تر است (شکل‌های ۶ و ۷)، صحت پیش‌بینی داده‌های تجربی و شبیه‌سازی تلاطم توسط این روش، در ادامه مورد ارزیابی قرار گرفته است.

از آنجایی که با توجه به جدول ۳ تمامی شرایط رابطه (۲۳) در مورد روش شبیه‌سازی RL-DMS($\beta 0.5$) برقرار است، این روش نسبت به روش‌های دیگر، هم ارتفاع پره دود را بهتر پیش‌بینی می‌کند و هم از نظر آماری عملکرد قابل قبولی دارد.

برای اطمینان از نحوه شبیه‌سازی تلاطم در روش‌های عددی که مقیاس تلاطم را شبیه‌سازی می‌کنند (Scale Resolving Method)، باید تلاطم شبیه‌سازی شده مورد ارزیابی قرار گیرد. یکی از روش‌های سنجش درستی شبیه‌سازی تلاطم این است که در محدوده میانی (Inertial)، روند انتقال انرژی از پیچک‌های حامل انرژی به پیچک‌های کوچک به خوبی پیش‌بینی شود. با توجه به قانون $5/3$ - کولموگروف (۱۹۴۱)، انتقال انرژی از پیچک‌های بزرگ به پیچک‌های کوچک با توان $5/3$ - بسامد تغییر می‌کند؛ لذا با هدف مشاهده کیفیت شبیه‌سازی تلاطم در این پژوهش، نمودار چگالی طیفی (Power Spectral Density) موسوم به PSD انرژی جنبشی بر حسب بسامد برای دو نقطه در حوزه حل در شکل ۸ رسم شده است. مشاهده می‌شود، در نواحی بسامد بالا، انتقال انرژی مطابق با نظریه کولموگروف انجام می‌گیرد که نشان‌دهنده شبیه‌سازی مناسب تلاطم در مقیاس‌های میانی است.

از آنجایی که در روش ترکیبی ارائه شده در این مقاله، از ترکیب روش RANS و LES استفاده شده، به منظور تعیین سهم هر یک از روش‌های مذکور در روش ترکیبی، پارامتر M تعریف شده است. با توجه به مطالعات پوپ (۲۰۰۴)، این پارامتر برابر با سهم انرژی جنبشی پارامترسازی شده به مجموع انرژی جنبشی پارامترسازی شده و شبیه‌سازی شده است که با رابطه (۲۴) تعریف می‌شود:

$$M = \frac{K_{modeled}}{K_{modeled} + K_{resolved}} \quad (24)$$

$$FB = \left(\bar{C}_o - \bar{C}_p \right) / 0.5 \left(\bar{C}_o + \bar{C}_p \right), \quad (18)$$

$$MG = \text{Exp} \left(\overline{\ln(C_o)} - \overline{\ln(C_p)} \right), \quad (19)$$

$$NMSE = \overline{(C_o - C_p)^2} / \left(\overline{C_o C_p} \right), \quad (20)$$

$$VG = \text{Exp} \left(\overline{[\ln(C_o) - \ln(C_p)]^2} \right), \quad (21)$$

(۲۲) کسری از داده‌ها که شرط $0.5 < C_o / C_p < 2$ برای آنها برقرار باشد = Fac2

در روابط (۱۸، ۱۹، ۲۰، ۲۱ و ۲۲)، MG، FB، NMSE، VG، C_o و C_p به ترتیب نشان‌دهنده انحراف نسبی (Fractional Bias)، میانگین مربعات خطای تعدیل شده (Normalized Mean Square Error)، واریانس هندسی (Geometric Variance)، داده‌های آزمایشگاهی و داده‌های مدل هستند. علامت بار بر روی پارامترها نشان‌دهنده میانگین داده‌های ذی‌ربط است. پارامترهای مورد نظر در روش آماری هانا و همکاران (۱۹۹۳، ۱۹۹۱) برای روش شبیه‌سازی RL-DMS($\beta 0.5$) در جدول ۳ آورده شده است.

جدول ۳. بررسی آماری خطای پیش‌بینی روش شبیه‌سازی RL-DMS($\beta 0.5$)

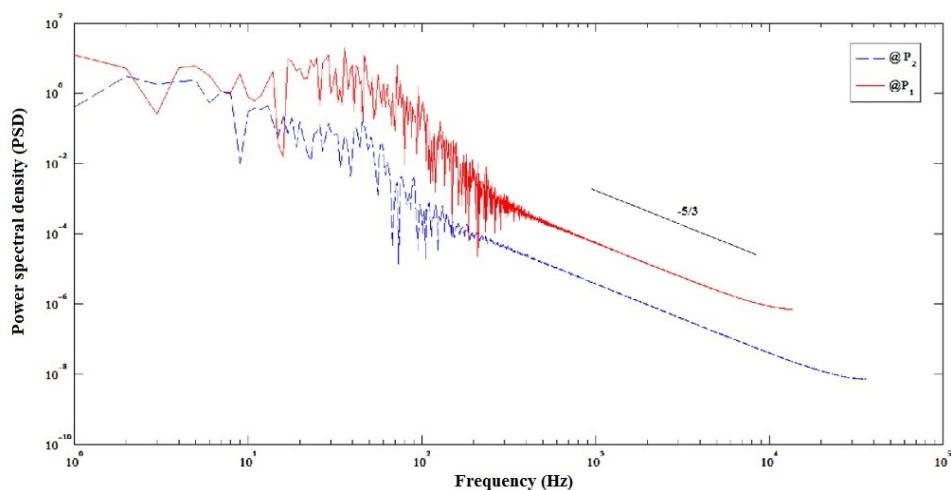
Fac2	NMSE	VG	MG	FB
۰/۶۷۰	۰/۴۲۴	۲/۶۴۴	۱/۶۹۷	۰/۲۹۷

با توجه به مطالعات مارو و همکاران (۲۰۱۴)، برای تأیید عملکرد یک مدل در پیش‌بینی داده‌های تجربی باید شروط زیر برقرار باشد:

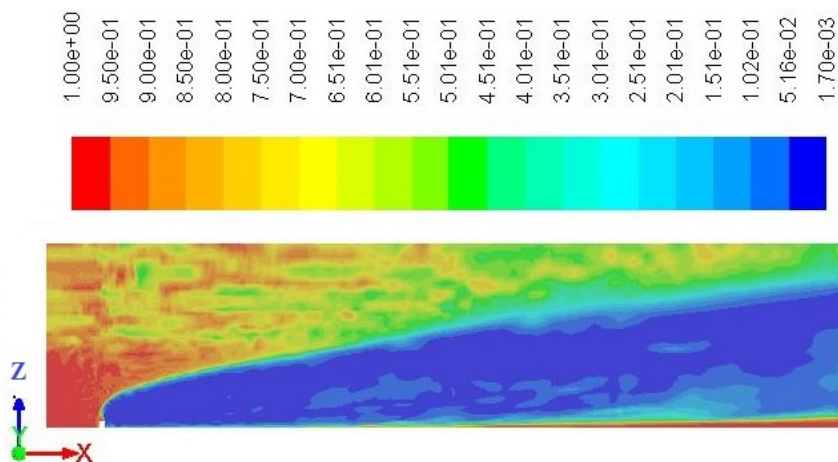
$$\begin{cases} 0.5 < Fac2 < 2 \\ FB < 0.3 \\ 0.7 < MG < 1.3 \\ NMSE < 1.5 \\ VG < 4 \end{cases} \quad (23)$$

دودکش و در نواحی تحت تأثیر پره دود، مقدار M کوچکتر از 0.2 است و در نواحی بالادست، ارتفاعات بالا و نزدیک سطح زمین سهم انرژی پارامترسازی شده بیشتر و مقدار M نیز بیشتر است. با توجه به اینکه در روش ترکیبی مورد استفاده، مطلوب این است که در نواحی ای که پره دود جریان دارد و در واقع در نواحی اصلی حوزه حل، از روش LES و در نواحی با اهمیت کمتر از روش RANS استفاده شود، نتایج مندرج در شکل ۹ نیز مؤید شبیه‌سازی و شبکه‌بندی مناسب مسأله است.

برای یک شبیه‌سازی LES مناسب، مقدار M باید در همه نقاط و همه زمان‌ها از مقدار 0.2 کمتر باشد (پوپ، ۲۰۰۴). همچنین می‌توان گفت که در یک روش ترکیبی LES-RANS، هرچه مقدار M به صفر نزدیک شود، روش LES غالب است و هرچه این مقدار به سمت واحد پیش رود، روش RANS غالب است. مقدار M برای روش RL-DMS($\beta 0.5$) در زمان نهایی شبیه‌سازی و در صفحه مرکزی دودکش در شکل ۹ آورده شده است. شکل ۹ نشان می‌دهد که در نواحی پایین‌دست



شکل ۸ چگالی طیفی انرژی جنبشی در دو نقطه $P_1=(0.57,0,0.1477)$ و $P_2=(1,0,0.1965)$.



شکل ۹. توزیع لحظه‌ای پارامتر M در صفحه مرکزی دودکش.

۵ نتیجه‌گیری

در این پژوهش با بهره‌گیری از ترکیب روش‌های LES و RANS، رفتار تلاطمی پره دود شبه‌سازی شد. روش شبه‌سازی ترکیبی مذکور با توجه به ماهیت خود، از لحاظ دقت و هزینه محاسباتی، بین روش‌های شبه‌سازی LES و RANS قرار دارد. در محدوده‌ای از حوزه حل که روش RANS مورد استفاده قرار می‌گیرد، از روش $k-\omega$ برای پارامترسازی نقش تلاطم استفاده شد و در نواحی‌ای که از روش LES استفاده می‌شود، از مدل ترکیبی برای تعیین گرانروی تلاطمی ناشی از پیچک‌های کوچک استفاده شد. با توجه به اطلاعات نگارندگان، استفاده از این روش شبه‌سازی تاکنون برای بررسی رفتار پره دود گزارش نشده است. روش مورد استفاده برای پارامترسازی نقش تلاطم با روش‌های موجود در نرم‌افزار فلوئنت مقایسه شد. همچنین نتایج شبه‌سازی هم از منظر درستی نتایج و هم از لحاظ کیفیت شبه‌سازی تلاطم بررسی شد. از داده‌های تجربی توزیع پارامترهای متلاطم پره دود برای سنجش درستی نتایج شبه‌سازی استفاده شد. نمودار چگالی طیفی انرژی جنبشی بر حسب بسامد، نیز صحت پیش‌بینی مناسب نحوه انتقال انرژی به سمت پیچک‌های ریزمقیاس را نشان می‌دهد. علاوه بر آن، با استفاده از الگوی ارائه شده توسط پوپ، سهم تلاطم پارامترسازی شده به تلاطم شبه‌سازی شده نیز بررسی شد که مقدار این پارامتر در نواحی با اهمیت شبه‌سازی بالا، کمتر از ۰/۲ و نشان‌دهنده شبه‌سازی و شبکه‌بندی مناسب مسأله است. درستی روش شبه‌سازی در پیش‌بینی صعود پره دود نیز مورد ارزیابی قرار گرفت و با توجه به عدم توانایی مدل‌های معمول موجود برای پیش‌بینی صعود پره دود، می‌توان با بهره‌گیری از روش ترکیبی مورد استفاده در این پژوهش، رابطه‌ای نیمه‌تجربی ارائه کرد که بتواند با در نظر گرفتن سهم تلاطم در مدل، میزان صعود پره دود را در شرایط جوی مختلف با دقت خوبی پیش‌بینی کند.

این امر به عنوان هدف بعدی نگارندگان در نظر گرفته شده است.

منابع

- Bechmann, A., Sørensen, N. N., Johansen, J., Vinther, S., Nielsen, B. S., and Botha, P., 2007, Hybrid RANS/LES Method for High Reynolds Numbers, Applied to Atmospheric Flow over Complex Terrain: Journal of Physics: Conference Series, **75**(1), 12054-12068.
- Bechmann, A., 2006, Large eddy simulation of atmospheric flow over complex terrain, in Riso National Laboratory: Technical University of Denmark Roskilde, Denmark.
- Beychok, M. R., 2005, Fundamentals of Stack Gas Dispersion. 4 ed.: author-published.
- Blocken, B., Stathopoulos, T., and Carmeliet, J., 2007, CFD simulation of the atmospheric boundary layer-wall function problems: Atmospheric Environment, **41**(2), 238-252.
- Boussinesq, J., 1877, Théorie de l'Écoulement Tourbillant Savants: Mem. Présentés par Divers Academie des Sciences Institute de France, **23**, 46-50.
- Briggs, G. A., 1984, Plume rise and buoyancy effects: Atmospheric Science and Power Production, 327-366.
- Bringfelt, B., 1968, Plume rise measurements at industrial chimneys: Atmospheric Environment, **2**, 575-598.
- Cai, X. M., 2000, Dispersion of a passive plume in an idealised urban convective boundary layer: A large-eddy simulation: Atmospheric Environment, **34**, 61-72.
- Contini, D., Cesari, D., Donato, A., and Robins, A. G., 2009, Effects of Reynolds number on stack plume trajectories simulated with small scale models in a wind tunnel: Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **97**, 468-474.
- Durrani, F., 2013, Using Large Eddy Simulation to Model Buoyancy-Driven Natural Ventilation, in Civil and Building Engineering: Ph.D. thesis, Loughborough University.
- Fedorovich, E., Nieuwstadt, F. T. M., and Kaiser, R., 2001, Numerical and Laboratory Study of a Horizontally Evolving Convective Boundary Layer. Part I: Transition Regimes and Development of the Mixed Layer:

- pollutant gas dispersion with buoyancy ejected from building into an urban street canyon: *Journal of Hazardous Materials*, **192**, 940–948.
- Kolmogorov, A. N., 1941, The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number: *Dokl. Acad. Nauk. SSSR*, **30**, 9-13.
- Lamb, R. G., 1978, A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective planetary boundary layer: *Atmospheric Environment*, **12**, 1297-1304.
- Lesieur, M., 1990, *Turbulence in Fluid: Second Revised ed.* 1990, Dordrecht: Kluwer Academic Pres.
- Liu, Y. S., Cui, G X., Wang, Z. S., and Zhang, Z. S., 2011, Large eddy simulation of wind field and pollutant dispersion in downtown Macao: *Atmospheric Environment*, **45**, 2849-2859.
- Mahesh, K., 2012, The interaction of jets with cross flow: *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**.
- Marro, M., Salizzoni, P., Cierco, F. X., Korsakissok, I., Danzi, E., and Soulhac, L., 2014, Plume rise and spread in buoyant releases from elevated sources in the lower atmosphere: *Environmental Fluid Mechanics*, **14**, 201-219.
- Mathey, F., Cokljat, D., Bertoglio, J. P., and Sergent, E., 2006, Specification of LES inlet boundary condition using vortex method: *Progress in Computational Fluid Dynamics*, **6**, 58-67.
- McQuaid, J., 1985, *Heavy gas dispersion trials at Thorney Island*: Elsevier, New York.
- Nakiboglu, G., Gorle, C., Horvath, I., Beeck, J. V., and Blocken, B., 2009, Stack gas dispersion measurements with Large Scale-PIV, Aspiration Probes and Light Scattering Techniques and comparison with CFD: *Atmospheric Environment*, **43**, 3396-3406.
- Nottrott, A., Kleissl, J., and Keeling, R., 2014, Modeling passive scalar dispersion in the atmospheric boundary layer with WRF large eddy simulation: *Atmospheric Environment*, **82**, 172-182.
- Paulucci, S., 1982, *On the Filtering of Sound from the Navier-Stokes Equations*: Report SAND-82-8257: Sandia National Labs.
- Pontiggia, M., Derudi, M., Busini, V., and Rota, R., 2009, Hazardous gas dispersion: A CFD model accounting for atmospheric stability classes: *Journal of Hazardous Materials*, **171**, 739–747.
- Journal of the Atmospheric Sciences*, **58**(1), 70-86.
- Ferziger, J. H., Clark, R. A., and Reynolds, W. C., 1977, *Evaluation of Subgrid-Scale Turbulence Models Using a Fully Simulated Turbulent Flow*: Stanford University: Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, **75**.
- Franke, J., Hellsten, A., Schlunzen, K. H., and Carissimo, B., 2011, The COST 732 best practice guideline for CFD simulation of flows in the urban environment: a summary: *International Journal of Environment and Pollution*, **44**, 419–427.
- Gousseau, P., Blocken, B., and Heijst, G. V., 2013, Quality assessment of large-eddy simulation of wind flow around a high-rise building: validation and solution verification: *Computers & Fluids*, **7**, 120-133.
- Gryning, S. and Lyck, E., 1984, Atmospheric dispersion from elevated sources in an urban area: comparison between tracer experiments and model calculations: *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **23**, 651–660.
- Gryning, S. E. and Batchvarova, E., 2005, *Advances in air pollution modeling for environmental security*: in *Advances in urban dispersion modelling*, NATO advanced research workshop.
- Halliday, E., 1968, Measurements of the rise of hot plumes: *Atmospheric Environment*, **2**(5), 509-516.
- Hanna S. R., Chang J. C., and Strimaitis D. G., 1993, Hazardous gas model evaluation with field observations: *Atmospheric Environment*, **27A**, 2265–2285.
- Hanna, S. R., Strimaitis, D. G., and Chang, J. C., 1991, Evaluation of fourteen hazardous gas models with ammonia and hydrogen fluoride field data: *Journal of Hazardous Materials*, **26**(2), 127-158.
- Haren, L. V., and Nieuwstadt F. T. M., 1989, The behavior of passive and buoyant plumes in a convective boundary layer, as simulated with a large-eddy model: *Journal of Applied Meteorology*, **28**, 818-832.
- Hu, G., Tse, K. T., Kwok, K. C. S., and Zhang, Y., 2015, Large eddy simulation of flow around an inclined finite square cylinder: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **146**, 172-184.
- Hu, L. H., Xu, Y., Zhu, W., Wu, L., Tang, F., and Lu, K. H., 2011, Large eddy simulation of

- Thäter, J., Fedorovich, E., and Jirka, G., 2001, A combined numerical and laboratory study of dispersion from a point source in the atmospheric convective boundary layer with wind shear: Proceedings of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics.
- Turner, D. B., 1994, Workbook of atmospheric dispersion estimates: an introduction to dispersion modeling: CRC Press.
- Venkatram, A., Isakov, V., Yuan, J., and Pankras, D., 2004, Modeling Dispersion at Distances of Meters from Urban Sources: Atmospheric Environment, **38**(28), 4633-4641.
- White, F. M., 2005, Viscous fluid flow. 3rd.: McGraw-Hill College.
- Wilcox, D. C., 2006, Turbulence Modeling for CFD 3rd.: D C W Industries.
- Willis, G. E. and Deardorff, J. W., 1978, A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modelled convective planetary boundary layer: Atmospheric Environment, **12**, 1305-1311.
- Willis, G. E. and Deardorff, J. W., 1981, A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convectively mixed layer: Atmospheric Environment, **15**, 109-117.
- Worthy, J., 2003, Large Eddy Simulation of buoyant plumes: Cranfield University.
- Zheng, D. Q., Zhang, A. S., and Gu, M., 2012, Improvement of inflow boundary condition in large eddy simulation of flow around tall building: Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, **6**(4), 633-647.
- Pope, S. B., 2004, Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows: New Journal of Physics, **6**(1), 35.
- Reynolds, O., 1895, On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion: Philosophical Transactions of the Royal Society of London, **186**, 123-164.
- Rotach, M. W., Gryning, S. E., Batchvarova, E., Christen, A., and Vogt, R., 2004, Pollutant dispersion close to an urban surface-the BUBBLE tracer experiment: Meteorology and Atmospheric Physics, **87**(1-3), 39-56.
- Sada, K. and Sado, A., 2002, Numerical calculation of flow and stack-gas concentration fluctuation around a cubical building: Atmospheric Environment, **36**, 5527-553436.
- Shahzad, K., Fleck, B., and Wilson, D., 2007, Small scale modelling of vertical surface jets in cross-flow: Reynolds number and downwash effects: Trans ASME Journal of Fluid Engineering, **129**, 311-318.
- Slawson, P. R. and Csanady, G. T., 1967, On the mean path of buoyant, bent-over chimney plumes: Journal of Fluid Mechanics, **28**, 311-322.
- Speziale, C. G., 1998, Turbulence modelling for time-dependent rans and vles: A review: AIAA Journal, **36**.
- Stull, R., 1989, An Introduction to Boundary Layer Meteorology: Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Tao, Y., Rosswog, S., and Brüggem, M., 2013, A simulation modeling approach to hydrothermal plumes and its comparison to analytical models: Ocean Modelling, **61**, 68-80.

Plume rise simulation via hybrid RANS-LES CFD method in neutral atmospheric conditions

Khosro Ashrafi¹, Ali Ahmadi Orkomi^{*2} and Majid Shafiepour Motlagh³

¹Associate Professor, Faculty of Environment, University of Tehran, Tehran, Iran

²Ph. D. Student of Air Pollution, Faculty of Environment, University of Tehran, Tehran, Iran

³Assistant Professor, Faculty of Environment, University of Tehran, Tehran, Iran

(Received: 05 April 2016, Accepted: 21 November 2016)

Summary

Most physical systems in nature have nonlinear dynamics and the system linearization of these physical systems is only a simplified assumption. The atmospheric motions, with the same philosophy, have a turbulent structure and omitting the turbulent motions in the atmosphere is only a problem simplification assumption. When a buoyant jet of a chimney enters the atmosphere, it behaves like a turbulent flow, in which the atmospheric turbulence and self-generated turbulence of the plume play major parts. The present survey aimed at demonstrating the effects of turbulence on plume dynamics through computer simulation. The well-known turbulent flow simulation methods commonly used to simulate plume dynamics and atmospheric processes are: Direct numerical simulation (DNS), Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS) and large eddy simulation (LES), which most distinguishing feature is their way of parameterizing the turbulence. As far as computational requirements, accuracy and turbulence simulation, the former two models are the two extremes while LES occupies an intermediate position between them, directly simulating the large-scale eddies and parameterizing the less important sub-grid scale (SGS) dissipative processes using sub-grid models (SGM). Most often, LES can predict the unsteadiness and intermittency of the turbulence structure, which is the most important feature of a buoyancy-driven jet. It should be noted that it is not efficient to employ full LES method when tackling an issue with certain unimportant zones. Furthermore, in the case of strong turbulent motions, the scale of flow structures near the rigid bodies are small and LES method requires very fine grids that can increase its computational cost as large as DNS. To surmount this drawback, a hybrid RANS-LES method with a new mixed scale sub-grid parameterization model was applied to simulate the turbulent plume dynamics in ANSYS Fluent 14.5 software. The effectiveness and the accuracy of the mentioned turbulence simulation method was demonstrated through simulation study and experimental data in the neutral atmospheric conditions. Comparing the simulation results of the RANS method, the default hybrid RANS-LES method with static sub-grid scale parameterization and the new RANS-LES method with dynamic mixed scale parameterization indicated that the mean temperature profile at stack downstream was more accurately predicted by the new hybrid method. The root mean square error of plume rise estimation of the RANS method, the default RANS-LES method and the new hybrid RANS-LES method were 0.0437, 0.054 and 0.0323, respectively. It was further demonstrated that the Briggs integral plume rise model could not properly predict the plume rise in the presence of turbulence, because it does not consider the updraft and downdraft turbulence-induced motions in the atmosphere. Ultimately, we checked the capability of the new hybrid method to resolve the substantial parts of the turbulent motions. The turbulent energy transfer from the energy containing scales to inertial sub-range followed the well-known $-5/3$ law. The capability of the new hybrid method in predicting the mean profile and the turbulent structure can be employed in the study of the effects of turbulent parameters on plume rise in different atmospheric stability classes.

Keywords: plume, numerical simulation, turbulence, hybrid RANS-LES method

*Corresponding author:

Orkomi@ut.ac.ir