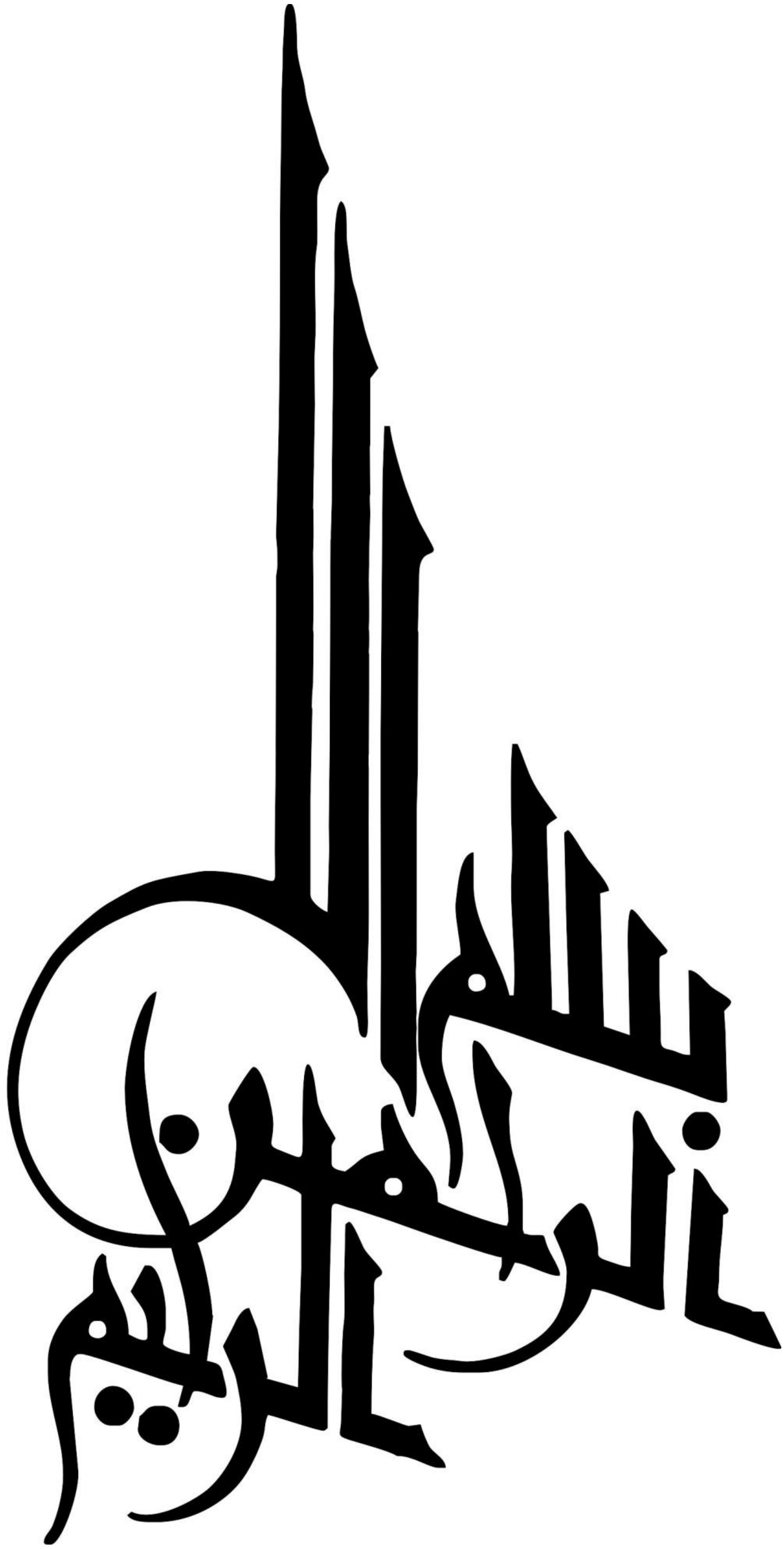

بسم الله الرحمن الرحيم

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده عمران و معماری

گروه مهندسی عمران- گرایش سازه های هیدرولیکی

بررسی عددی جریان آشفته در کانالهای غیرمدور

دانشجو: سکینه عمارلو

استاد راهنما:

دکتر رامین امینی

استاد مشاور:

دکتر محمود نوروزی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

تیر ۹۱

دانشکده صنعتی شاهرود

دانشکده عمران و معماری

گروه مهندسی عمران

پایان نامه کارشناسی ارشد سکینه عمارلو

تحت عنوان:

بررسی عددی جریان آشفته در کانالهای غیرمدور

درتاریخ   توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و بادرجه   پذیرش قرار گرفت.

اساتید راهنما	امضا
نام و نام خانوادگی: دکتر رامین امینی	

اساتید داور	امضا	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضا
نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی: مهندس عباس محمدی	
نام و نام خانوادگی:			
نام و نام خانوادگی:			
نام و نام خانوادگی:			

تقدیم اثر

تقدیم به سه وجود مقدس:

... آنان که ناتوان شدند تا ما به توانایی برسیم

... موهایشان سپید شد تا ما رو سفید شویم

... و عاشقانه سوختند تا گرما بخش وجود ما و روشنگر راهمان باشند

پدرانمان

مادرانمان

استادانمان

تشکروقدردانی

خداوند مهربان را شاکرم که مرا نیرو بخشید تا نگارش پایان نامه پیش رو را به اتمام برسانم. بر خود لازم می دانم کمال تقدیر و تشکر خود را نثار کسانی کنم که در این مسیر پر فراز و نشیب از راهنمایی، پشتیبانی و تشویق من دریغ نکردند. از استاد بزرگوارم، آقای دکتر امینی، و استاد بردبارم آقای دکتر نوروزی که در تمام این مدت تجاربشان را که سرشار از آموختن توامان علم و اخلاق بود، در اختیارم گذاشتند، نهایت تشکر را دارم.

از آقای مهندس شتاب بوشهری بابت همکاری و راهنمایی در نرم افزار سپاسگزاری می نمایم.

امید است که این تحقیق, راه گشای کسانی باشد که در آینده در این مسیر گام می نهند.

تعهدنامه

اینجانب سکینه عمارلو دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی عمران – گرایش سازه های هیدرولیکی دانشکده عمران و معماری دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه "بررسی عددی جریان آشفته در کانالهای غیرمدور" تحت راهنمایی آقای دکتر رامین امینی به عنوان استاد راهنما و دکتر محمود نوروزی به عنوان مشاورمتعهد می شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده و از صحت و اصالت برخورداراست.
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام "دانشگاه صنعتی شاهرود"و یا " Shahrood University of Technology" به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تاثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- درکلیه مراحل انجام این پایان نامه, در مواردی که از موجود زنده (یا بافت های آن) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- درکلیه مراحل انجام پایان نامه, در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری, ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ :

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ,کتاب , برنامه های رایانه ای, نرم افزار و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد.این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

تجربه های آزمایشگاهی نشان می دهد که جریان های طولی توسعه یافته آشفته، در کانال های غیر دایره ای سبب ایجاد جریان های ثانویه می شوند. این جریان های ثانویه ممنتوم و حرارت را از مرکز کانال به سمت کناره ها هدایت می نمایند و در نتیجه از لحاظ مهندسی قابل توجه می باشند. تحقیقات نشان می دهند که برای مدلسازی عددی جریان های ثانویه لازم است که اولاً کانال غیر دایره ای باشد، ثانیاً جریان آشفته باشد، ثالثاً جریان به صورت کاملاً توسعه یافته درآید (جریان طول زیادی از کانال را بپیماید). اکثر تحقیقات گذشته روی کانال های مربع متمرکز شده است ولی در این تحقیق انواع شکل ها شامل مربع، مستطیل، پنج ضلعی منتظم، شش ضلعی منتظم، هشت ضلعی منتظم و دوازده ضلعی منتظم در نظر گرفته شده اند. هدف این بوده که نشان دهیم هر چه تعداد اضلاع زیاد شوند و شکل به دایره نزدیک شود، اهمیت این جریان ها کاهش می یابد. همچنین در قسمت دیگری از این پایان نامه اثر گرد گوشه کردن اشکال بررسی شده است و نشان داده شده که تا چه حدودی گرد کردن گوشه ها سبب از بین رفتن اهمیت جریان های ثانویه می گردد.

برای انجام مدلسازی از نرم افزار منبع باز[1] و رایگان OpenFOAM استفاده شده است. دلایل این انتخاب قدرتمند بودن نرم افزار و امکان تغییر کدهای آن بوده است. برای مدلسازی آشفتگی از روش مدلسازی ادی های بزرگ[2] اسماگورینسکی[3] استفاده شده که قوی ترین مدل توربولانسی قابل کاربرد موجود می باشد (DNS[4] برای این کار از لحاظ هزینه غیر ممکن می باشد). برای انجام محاسبات OpenFOAM نیاز به سیستم عامل Linux و یادگیری کار در این محیط و برنامه نویسی فایل های مربوطه می باشد. همچنین حسب مورد نیاز، کد های لازم برای انجام محاسبات به این نرم افزار به زبان++C اضافه گردید. برای امکان انجام محاسبات از کامپیوتر CORE i7 استفاده گردید تا این حجم از محاسبات امکان پذیر باشد. در OpenFOAM از حل کننده pisoFoam استفاده گردید که از

1-open source
2-Large Eddy Simulation
3- Smagorinsky
4- Dircet Numeical Simulation

الگوریتم PISO استفاده می نماید. در ابتدا نتایج کانال مربع شکل با کارهای قبلی مقایسه گردید و پس از اطمینان از صحت عملکرد، برای سایر اشکال کانال ها کار مدل سازی صورت گرفت. در نهایت دو مقاله از این تحقیق در دو کنفرانس ارائه گردید و یک مقاله در یک مجله علمی پژوهشی و یک مقاله نیز در کنفرانس انجمن هیدرولیک ایران در حال بررسی می باشد.

کلمات کلیدی:

جریان آشفته، کانال، مقاطع غیر دایره ای، منبع باز OpenFOAM ، شبیه سازی گردابه های بزرگ، گرد کردن گوشه ها

مقالات ارائه شده:

۱- مدل سازی جریان آشفته در یک کانال مربعی مستقیم – دانشگاه آزاد اسلامی، لشت- نشا، زیباکنار، ۲۷ بهمن ۱۳۹۰(مورد پذیرش قرار گرفت.)

۲- مدل سازی ادی های بزرگ جریان آشفته در یک کانال مربعی مستقیم- شیراز -۲۶-۲۸ اردیبهشت ۱۳۹۱ (به (صورت پوستری)

۳- شبیه سازی گردابه های بزرگ جریان آشفته در یک کانال غیر دایره ای مستقیم- مجله علمی پژوهشی دانشگاه تربیت مدرس (در حال بررسی است.)

۴- بررسی عددی جریان آشفته در یک کانال چند ضلعی منتظم - یازدهمین کنفرانس هیدرولیک ایران- ارومیه – آبان ۱۳۹۱(در حال بررسی است.)

فصل اول : کلیات

فصل دوم : روش های مدل سازی و معادلات حاکم

فصل سوم: روش عددی

فصل چهارم: نتایج

فهرست اشکال

فهرست جداول

فصل اول

كليات

۱-۱-مقدمه

آشفتگی پدیده ای است که در جریان بسیاری سیالات وجود دارد. معادلات حاکم بر جریان سیال نیوتنی، معادلات ناویر- استوکس است که متأسفانه بجز در جریان های بسیار ساده، حل تحلیلی آن در دست نیست. به طور کلی برای تحلیل و پیش بینی رفتار جریان سیال در هندسه های مختلف، معادلات دیفرانسیل ناویر- استوکس با شرایط مرزی مناسب باید حل شوند.

جریان آشفته کاملاً توسعه یافته در کانال های مستطیلی مستقیم با جریان آشفته موجود در لوله ها به دو دلیل مهم تفاوت دارد:

۱- سه بعدی است و بنابر این دارای جزئیات پیچیده ای می باشد.

۲- در این مقاطع جریان های ثانویه وجود دارد که از پیچیدگی بیشتر جریان نتیجه می شود.

اخیرا مسأله انتقال حرارت سیالات در جریان آشفته در کانال های خنک کننده رآکتورهای هسته ای با مقطع مستطیلی یک موضوع مورد مطالعه و مهم می باشد. تحلیل انتقال حرارت در جریان آرام در مقاطع غیر دایره ای با شرایط مرزی گرمایی متفاوت نشان می دهد که توزیع دمای دیوار محیطی تأثیر زیادی روی عدد ناسلت[1] دارد. شرط مرزی دیوار با شار گرمایی ثابت، نسبت به دمای دیوار ثابت منجر به اعداد ناسلت پایین تری می شود.

کلید حل اینگونه مسائل مهندسی با فهم بهتر مکانیزم جزئیات جریان و با تأکید ویژه روی توزیع جریان نزدیک مرزهای جامد می باشد. جریان های ثانویه نقش مهمی در تعیین توزیع جریان کلی ایفا می کند، بنابر این باید به عنوان یک پارامتر مهم در نظر گرفته شود که نتایج انتقال حرارت را توضیح دهد. مسئله مهندسی مهم دیگری که نیاز به شناخت جزئیات جریان دارد، جریان رسوبات در رودخانه ها و کانال هاست. انتقال رسوبات به عنوان مسئله ای که به وسیله جریان های ثانویه تحت تأثیر قرار می گیرد، برای مهندسین عمران مسئله ای جالب بوده است. جریان های ثانویه در مقاطع خمیده و مستقیم جالب توجه است. اگرچه این کاربرد شامل جریان آشفته در کانال های باز است. پدیده جریان

1-Nusselt number

ثانویه در کانال های باز و بسته خیلی شبیه است. دلر [1] و مانوس [2] [۱] مسئله کانال های باز را مطالعه کرده اند و توزیع جریان اولیه را اندازه گیری کرده اند. آنها جریان های ثانویه را مشاهده کردند و سعی کردند یک تئوری ساده شده برای ایجاد جریان های ثانویه ارائه دهند. اگر چه جریان ثانویه در مقاطع غیر دایره ای مدت ها پیش توسط نیکورادزه [3] و پرانتل [4] [۲، ۳، ۴] مشاهده شد، اما دلایل ایجاد آن ارائه نشد. نیکورادزه [۲،۳] توزیع سرعت محوری آشفته در جریان های کاملاً توسعه یافته را اندازه گیری کرد.

مویزز [5] [۵] و ماسلن [6] [۶] نشان دادند که جریان های ثانویه در جریان های آرام کاملاً توسعه یافته مشاهده نمی شود و به سطح مقطع شکل بستگی ندارد و فقط به جریان های آشفته محدود می شوند.

هووارث [7] [۷] اینستین [8] و لی [9] [۸] سعی کردند دلایل ایجاد جریان های ثانویه را توضیح دهند.

دیزلر [10] [۹] جریان های ثانویه را نادیده گرفت و توزیع سرعت محوری را برای مقاطع مربعی و مستطیلی محاسبه نمود.

ماکزیمم مقدار سرعت های ثانویه حدود ۰.۵ تا ۱ درصد سرعت محوری خط مرکزی می باشد و در نزدیک دیوار در ناحیه گوشه اتفاق می افتد، جایی که گرادیان تنش های بزرگ دیوار مشاهده می شود.

جریان های ثانویه با انتقال ممنتوم محوری نقش مهمی در توزیع جریان های اولیه دارد به ویژه به خاطر تنش های برشی دیوار که در داخل محیط مقطع ثابت و در نواحی گوشه ثابت نیست. گرادیان تنش های برشی دیوار یکی از علل مهم ایجاد جریان های ثانویه می باشد و نیروهای محرک حرکت ثانویه را ایجاد می کند.

1-Delleur
2- McManus
3- Nikuradse
4-Prandtl
5-Moissis
6- Maslen
7-Howarth
8- Einstein
9- Li
10- Deissler

۱-۲-معادلات حاکم

معادلات ناویر استوکس برای جریان آشفته به خوبی جریان آرام معتبر است اگر پارامترها شامل یک مولفه متوسط و یک مولفه نوسانی باشد. (یعنی $(u = \bar{u} + u')$) معادلات رینولدز با جایگزینی مؤلفه های متوسط و نوسانی در معادلات ناویر استوکس سیال تراکم ناپذیر به دست می آیند . معادله پیوستگی برای جریان تراکم ناپذیر یکنواخت به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \ , \qquad (۱-۱)$$

$j = 1,2,3$ می باشد. معادله پیوستگی برای مقادیر نوسانی آنی به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial \acute{u}_j}{\partial x_j} = 0 \qquad (۱-۲)$$

شرایط مرزی برای همه مرزهای جامد به صورت زیر می باشد.

$$\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = \overline{u'v'} = \overline{u'w'} = \overline{v'w'} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} = \overline{u'^2} = 0 \qquad (۱-۳)$$

مؤلفه گردابه در راستای جریان در صفحه جریان تعریف می شود به صورت :

(۱-۴)

$$\Omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$$

گردابه های متوسط جریان یک مظهر مستقیم سرعت های ثانویه است. مکانیزم هایی که در معادلات حاکم مهم هستند، انتقال گردابه های متوسط جریان یک نقش مهم را در فهم جریان های ثانویه اصلی ایفا می کند. معادلات انتقال برای گردابه های متوسط جریان (Ω_x) در یک جریان آشفته کاملاً توسعه یافته، به صورت زیر داده می شود :

$$\underbrace{\bar{v}\frac{\partial \Omega_x}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial \Omega_x}{\partial z}}_{I} = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial y \partial z}\left[<\overline{v'^2}> - <\overline{w'^2}>\right]}_{II} +$$

$$\underbrace{\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) < \acute{v}\acute{w} >}_{III} + \underbrace{\nu\left(\frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial z^2}\right)}_{IV} \qquad (۱-۵)$$

معادله بالا، ترم اول انتقال گردابه متوسط جریان را بوسیله سرعت های ثانویه متوسط نشان می دهد. ترم دوم تولید را به خاطر گرادیان اختلاف در تنش های عمودی رینولدز نشان می دهد. ترم سوم به خاطر گرادیان در تنش برشی رینولدز ثانویه به تولید مربوط می شود و ترم آخر پخش ویسکوزیته را نشان می دهد. به منظور اینکه گردابه متوسط قابل توجه در جریان داشته باشیم، واضح است که ترم تولید باید مخالف صفر باشد.

در معادله ممنتوم محوری (۱-۵) علت ایجاد جریان های ثانویه دیده می شود. Ω_x چرخش متوسط المان های سیال را حول یک محور موازی محور کانال نشان می دهد. اگر هیچ جریان ثانویه ای وجود نداشته نباشد $\Omega_x, \bar{v}, \bar{w}$ صفر خواهند بود و بنابر این ترم اول و چهارم معادله (۱-۵) ناپدید خواهند شد. سه ترم تنش آشفتگی انتظار می رود که مقادیر محدود و معینی داشته باشند. اگر چه تنش های برشی $\overline{v'w'}$ ممکن است در غیاب حرکت ثانویه صفر باشند، شدت های $\overline{v'^2}$ و $\overline{w'^2}$ صفر نیستند، علاوه بر این در حالت کلی اگر هندسه شکل متقارن نباشد آنها با هم برابر نیستند. همچنین به خاطر متقارن نبودن هندسه شکل، نتیجه می شود که هر سه مؤلفه تنش های آشفتگی در معادله (۱-۵) مقادیر محدود و معینی دارند و یک حرکت ثانویه را سبب می شود. درست مثل ترم اول و چهارم که صفر نیستند. اگر چه بحث های به وجود آمده یک دلیل وجود یا علت حرکت ثانویه را بیان نمی کنند اما این چنین بحث هایی با مشاهده معادله حرکت ساده می شود.

۱-۳-مروری بر تحقیقات پیشین

جریان های آشفته داخل کانال های مربعی نتایج مهندسی مهمی را نشان می دهند، که این نتایج به خاطر وجود جریان های ثانویه مشخص می شوند.

پرانتل، اولین کسی بود که ناحیه متمایز چنین جریان هایی را که به جریان های ثانویه نوع دوم پرانتل اشاره دارد، تشخیص داد. جریان های ثانویه نوع اول پرانتل از نامتوازن بودن گردابه های متوسط

جریان در مقطع ناشی می شوند و سرعت های ثانویه مربوطه معمولاً قوی تر هستند از حالتی که بوسیله آشفتگی ایجاد می شوند برادشو در سال ۱۹۸۷ [۱۰].

جریان ثانویه متوسط در یک جریان آشفته توسعه یافته در یک کانال مستقیم و با مقطع مربعی ، برای اولین بار توسط نیکورادزه [۱۱]، بیش از ۶۰ سال قبل در آزمایشگاه مشاهده شد. او مشاهده کرد که بردارهای سرعت از مرکز مقطع کانال به سمت گوشه ها حرکت می کنند، پدیده ای که در کانال های مستقیم دایره ای و یا در جریان های آرام کاملاً توسعه یافته مشاهده نمی شوند. نیکورادزه این برآمدگی را به وجود جریان های ثانویه در مقطع جریان نسبت داد که جهت آن از مرکز مقطع به سمت گوشه هاست. این جریان های ثانویه ممنتوم و مقادیر عددی را با حفظ خاصیت پیوستگی از ناحیه مرکزی به سمت دیوارها در طول نیمساز گوشه، منتقل می کنند. سرعت های ثانویه معمولا حدود ۰.۵٪-۱٪ سرعت اصلی جریان هستند، اما به طور محسوسی نرخ ممنتوم و انتقال حرارت نزدیک دیوارها را تغییر می دهند. جریان های ثانویه به خاطر غیر ایزوتروپ بودن تنش های رینولدز ایجاد می شوند، اگر چه سهم دقیق تنش های برشی و عمودی در تولیدشان به طور دقیق اثبات نشده است. بعدها نیکورادزه اندازه گیری های مشابهی را در کانال های با مقطع غیر دایره ای انجام داد و جریان های ثانویه را با تزریق یک ماده شیری رنگ به داخل جریان آب کانال، مشاهده کرد.

مدل های آشفتگی برای محاسبه جریان های ثانویه تولید شده بوسیله نوسانات آشفتگی موضوع چالش انگیزی بوده و با استفاده از مدل آشفته رینولدزهای متوسط مشکلاتی داشته است. برخی از مدل سازی های اولیه با کارهای آزمایشگاهی سعی کردند این مشکلات را رفع نمایند. اطلاعات کامل در چنین جریان هایی از حل معادلات ناویر استوکس با شرایط مرزی مناسب به دست می آید. [۱۲].

اندازه گیری های دیگری از جنبه های مختلف در جریان های آشفته توسعه یافته و در حال توسعه کانال های با مقطع غیر دایره ای، توسط چندین محقق در پنج دهه اخیر گزارش شده اند [۱۳-۲۰].

بوندرت[1] و باینز[2] [۱۴] مشاهده کردند که گردابه های جریان متوسط در جریان کاملاً توسعه یافته، به به خاطر گرادیان تنش های نرمال رینولدز به وجود می آیند. از آنجایی که گردابه های متوسط جریان یک مشخصه جریان ثانویه است، آنها اثبات کردند که گرادیان تنش های نرمال رینولدز عامل تولید جریان های ثانویه هستند. این دو محقق همچنین نشان دادند که اعداد رینولدز در رنج ۲۰۰۰۰-۸۳۰۰۰ هیچ اثر خاصی بر کیفیت شکلی جریان های ثانویه ندارند جز اینکه، جریان های ثانویه با افزایش عدد رینولدز، بیشتر به سمت گوشه ها متمایل می شوند.

جسنر[3] و جونز[4] [۱۶] نشان دادند که اندازه سرعت های ثانویه هنگامی که با سرعت اصلی جریان بی بعد می شوند، با افزایش عدد رینولدز کاهش می یابد. اگر چه تغییرات خیلی کم است هنگامی که سرعت ها با سرعت اصطکاکی بی بعد می شوند. در مقاله بعدی جسنر[۱۷] گزارش داد که غیر ایزوتروپی بودن تنش های نرمال آشفتگی، یک نقش اصلی را در تولید جریان های ثانویه ایفا نمی کند به خاطر اینکه همه ترم ها در معادله گردابه های متوسط حداقل یک مرتبه اندازه، کمتر از ترم های معادلات برای دو مولفه گردابه هستند.

اندازه گیری های جریان های آشفته در حال توسعه کانال های مربعی نشان دادند که جریان متوسط بعد از یک مسافت طولانی به حالت توسعه یافته می رسد و جریان ثانویه حتی فاصله طولانی تری نیاز دارد تا به حالت کاملاً توسعه یافته برسد. روش های شبیه سازی زیادی برای جریان های آشفته در مقاطع غیر دایره ای وجود دارند، در این روش ها معادلات حاکم در ناحیه جریان متوسط برای به دست آوردن تنش های رینولدز حل می شوند، به خصوص روش هایی مانند k -ϵ که بر اساس تنش های رینولدز ایزوتروپ هستند که هیچ جریان ثانویه ای را نمی توانند نشان دهند. اولین محاسبات جریان ثانویه در کانال های غیر دایره ای مستقیم بوسیله لاندر[5] [۱۸] انجام شد که مدل

1- Brundrett
2- Baines
3- Gessner
4- Jones
5- Launder

های تنش رینولدز جبری برای حل جریان در مقطع استفاده شد. تفاوت های این مدل ها در معادلات دیفرانسیلی تنش های رینولدز، به خصوص روابط کرنش و فشار می باشد.

اسپیژیال[۱] [۲۰] نشان داد که جریان های ثانویه در کانال های غیر دایره ای از یک اختلاف غیر صفر در تنش های نرمال رینولدز در سطح مقطع ایجاد می شود.اسپیژیال و [۲۱] و نیزیما[۲] [۲۲] فرم های غیر خطی معادلات $k-\epsilon$ را برای غیر ایزوتروپ بودن تنش های عمودی رینولدز استفاده کردند که قادر بودند وجود جریان های ثانویه را در کانال های مربعی نشان دهند. همه این شبیه سازی های عددی قادر بودند که وجود جریان های ثانویه را نشان دهند، اما مقایسه مقادیر آشفتگی با داده های آزمایشگاهی راضی کننده نبود. این ناسازگاری احتمالاً به خاطر استفاده از ایده های تجربی در معادلات انتقال می باشد. عدم قطعیت ها در اندازه گیری سرعت های ثانویه کوچک و خواص آماریشان، نیز در این ناسازگاری سهیم هستند. به خاطر اینکه تنش های رینولدز با حمل اطلاعات در محدوده مقیاس طول آشفتگی ایجاد می شوند، و مدل هایی که آنها را نشان می دهند، از درجه بالای دقت در مقطع برخوردار نیستند. برخی شبیه سازی های مستقیم عددی[3] به هیچ مدل آشفتگی نیاز ندارند و با اعمال شبکه بندی در حد کوچکترین مقیاس ها می توانند داده های ارزشمندی را در ساختار های آشفتگی بدهند، از آنجایی که روش شبیه سازی مستقیم عددی همه مقیاس های طول را در نظر می گیرد، حجم محاسبات خیلی زیاد می شود و به اعداد رینولدز پایین تر محدود می شود.

استفاده از روش LES[۴] به اوایل دهه ۷۰ میلادی بازمی گردد. در سال ۱۹۷۰ دیردف[۵] برای اولین بار مقیاس های سرعت و دما را در لایه مرزی به صورت سه بعدی شبیه سازی کرد [۲۳].

در روش گردابه های بزرگ (LES) تفاوت مدل سازی های مختلف در نحوه محاسبه ضریب اسماگورینسکی (C_S) در به دست آوردن جمله های تنش های رینولدز است که بر اثر اعمال فیلتر در

1-Speziale
2- Nisizima
3- Direct Numerical Simulation
4- Large Eddy Simulation
5-Deardorff

معادلات حاکم به وجود می آید. اولین مدل SGS که شکل عملی به خود گرفت مدل SM[1] بوده که در سال ۱۹۶۳ توسط اسماگورینسکی معرفی شد [۲۴]. در مدل اسماگورینسکی، از (C_S)به عنوان ثابتی تجربی استفاده می شود. ویژگی این روش سادگی و سهولت کاربرد آن است. پس از آن اصلاحاتی بر روی مدل SM انجام شد که می توان به مدل SM بهبود یافته اشاره کرد. توابع میرا کننده برای کاهش نرخ اتلاف نزدیک دیواره پیشنهاد شد که همگی در راستای کاهش معایب مدل SM بودند. در سال ۱۹۹۱ مدل دینامیکی توسط جرمنو[2] و همکاران برای محاسبه دقیق تر ضریب اسماگورینسکی با توجه به اطلاعات به دست آمده از مقیاس های حل شده به ویژه در نزدیکی مرز ارائه شد و با توجه به اینکه کمتر از ۲۰سال از ابداع این مدل می گذرد، مدل جدیدی محسوب می شود[۲۶]. مدل دینامیکی با استفاده از سرعت های به دست آمده و با اعمال فیلتر بر این سرعت ها به محاسبه (C_S) می پردازد و بنابراین در محاسبه آن از خصوصیات جریان و هندسه به طور مستقیم استفاده می شود. بزرگترین مشکل مدل دینامیکی آن است که فقط برای هندسه هایی قابل پیاده سازی است که راستای همگن داشته باشند. در همین راستا و به منظور برطرف ساختن مشکلات مدل دینامیکی در سال ۱۹۹۵ مدل دینامیکی موضعی معرفی شد که برای محاسبه ضریب اسماگورینسکی در هندسه های پیچیده مناسب است [۲۷]. از میان سایر افرادی که در این زمینه فعالیت داشته اند می توان به معین[3] و کیم[4]، اشاره کرد[۲۸،۲۹]. روش LES در ایران روش جدیدی محسوب می شود. در داخل کشور می توان به گروه تحقیقاتی حیدری نژاد در دانشگاه تربیت مدرس اشاره کرد [۳۰].

بیشتر مطالعات به جریان در یک کانال با مقطع مربعی محدود می شود، اما جریان هایی در کانال های با مقطع مثلثی [۳۱] و مقطع مستطیلی [۳۲] نیز بررسی شدند و در موارد پیچیده تر زبری سطح دیوار به عنوان یک پارامتر متغیر و یا استفاده از دندانه های زاویه دار در مقاطع جریان [۳۳] نیز بررسی شدند.

---

1 - Smagorinsky Model
2- Germano
3-Moin
4-Kim

در برخی تحقیقات نظیر مینگ[1] و کوبایاشی[2] [۳۴-۳۶]، شرط عدم لغزش روی دیوار را بـه جـای توابـع دیوار استفاده کردند به دلیل اینکه نواحی نزدیک دیوار و گوشـه نـواحی مـؤثر در خصوصـیات جریـان ثانویه هستند. این دو محقق یک روش غیرایزوتروپ $k-\varepsilon$ را برای اعداد رینولدز پایین و با شرط عدم لغزش در دیوارها را استفاده کردند. این دو محقق همچنین استفاده مفید یک مدل آشفته غیرایزوتـروپ $k-\varepsilon$ را در پیش بینی جریان های ثانویه در یک کانال مقطع مربعی نشان دادند.

پرانتل نوع های مختلف جریان های ثانویه را بر اساس منشأ ایجادشان به دو گروه اصلی تقسـیم بنـدی کرد، و اولین کسی بود که نقش نوسانات آشفتگی را در حرکت های ثانویه در کانال های با مقطـع غیـر دایروی، تشخیص داد [۳۷-۳۸] که اغلب به عنوان جریان های ثانویه نوع دوم پرانتل طبقه بنـدی مـی شوند. به عبارت دیگر جالب توجه است که جریان های ثانویه نوع اول پرانتل از حرکت های اریب شـبه روان سیال به خاطر گرادیان فشار موجود در مقطع یا نیروهای اینرسی ناشی می شود [۳۹].

جالب توجه است که اگرچه اندازه جریان های ثانویه عموماً کوچـک اسـت و در حـدود ۱٪-۳٪ سـرعت متوسط اصلی جریان می باشند، اما به طور قابل توجهی به توزیع تنش هـای دیـوار و انتقـال ممنتـوم، گردابه، انرژی و مقادیر عددی کمک می کنند [۴۰].

شبیه سازی های مستقیم عددی (DNS) جریان آشفته در یک کانال مربعی بوسیله گاوریلاکس[3] [۴۱]، و هوزر[4] و برینگن[5] [۴۲] توصیفات کمی ساختار حرکت های آشفته و بینش بنیادی به منشأ آنها را ارائه نمودند. روش (DNS) انجام شده بوسیله گاوریلاکس [۴۱]، به طور ویژه جزئیاتی از آمار آشفتگی و حرکت های ثانویه در طول دیوار و نیمساز گوشه ها در کانال را ارائه نمود، در حالیکه هوزر و برینگن [۴۲] مکانیزم تولید جریان های ثانویه را در یک چهارم مقطع تحلیل نمودند.

پیش بینی های عددی جریان های آشفته یک ابزار ارزشمند بـرای بـه دسـت آوردن جزئیـات جریـان آشفته می باشند.

1-Myong
2- Kobayashi
3- Gavrilakis
4- Huser
5- Biringen

تنش های برشی در غیاب جریان های ثانویه صفر می باشند، اما تنش های عمودی ($\overline{\acute{v}^2}, \overline{\acute{w}^2}$) صفر نیستند. علاوه بر این در صورتی که هندسه شکل تقارن نداشته باشد، این تنش ها با یکدیگر برابر نیستند.

هووارث [۷] تئوری انتقال گردابه های اصلاح شده را استفاده کرد و گلدستین[1] مدلی را برای تنسور تنش های آشفته (بر اساس مفهوم طول اختلاط به جریان های چند بعدی) فرض کرد که نشان دهد جریان های ثانویه زمانی اتفاق می افتد که طول اختلاط در طول خطوط گرادیان سرعت ثابت، یکنواخت نباشد.

تاونسند[2] [۴۳] مسئله لایه مرزی جریان آشفته دو بعدی را با اثرات گوشه در نظر گرفت. او نشان داد که نزدیک دیوار اختلاف ذاتی در ($\overline{\acute{v}^2}, \overline{\acute{w}^2}$) ، ترم شدت و گرادیان در تنش برشی دیوار ترکیب می شوند که یک مقطع جریان در لایه مرزی ایجاد شود. ضمناً او فهمید که این پدیده علت ایجاد جریان های ثانویه در کانال های غیر دایروی مستقیم می باشد.

دیزلر و تیلور[3] [۹] توزیع سرعت محوری را برای جریان کاملاً توسعه یافته در کانال های با مقطع مربعی و مثلثی، با صرف نظر کردن از اثر جریان های ثانویه بررسی و محاسبه کردند. آنها فرض کردند که $\bar{v} = \bar{w} = 0$ و تنش های برشی آشفته $\overline{\acute{u}\acute{v}}, \overline{\acute{u}\acute{w}}$ فقط در صفحاتی که یک گرادیان محدود سرعت متوسط وجود دارد، ظاهر می شوند. آنها یک روش ابتکاری شامل روابط قانون دیوار و سیستم مختصات خطوط هم سرعت برای تعیین تنش برشی از گرادیان فشار محوری ابداع نمودند. فرض در نظر نگرفتن اندازه های جریان ثانویه، ساده سازی های قابل ملاحظه ای را در معادله حرکت فراهم می کند. معادلات ممنتوم y و z (۱-۷) و (۱-۸) به کلی حذف می شوند (یعنی وابسته نیستند.) و معادله ممنتوم محوری (۱- ۶) با حذف ترم های انتقال غیر خطی ساده سازی می شود.

$$\bar{v}\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \vartheta \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{\acute{u}\acute{v}}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\acute{u}\acute{w}}\right) \qquad (۶-۱)$$

1- Goldstein
2-Townsend
3- Taylor

$$\bar{v}\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y}+\vartheta\nabla^2\bar{v}-\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{\acute{v}^2}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\acute{v}\acute{w}}\right) \quad (۱-۷)$$

$$\bar{v}\frac{\partial \bar{w}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial z}+\vartheta\nabla^2\bar{w}-\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{\acute{w}\acute{v}}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\acute{w}^2}\right) \quad (۱-۸)$$

مقایسه های گسترده ای بین نتایج تحلیل دیزلر و اندازه گیری های آزمایشگاهی لاورنس[۱] [۴۴] وجود دارد، نشان داده می شود که سرعت های ثانویه نادیده گرفته نمی شوند بلکه تا اندازه ای همکاری محسوسی را با ترم های انتقال در معادله ممنتوم محوری دارند. در ابتدا به نظر می رسد که نتایج دیزلر توزیع جریانی را نشان می دهد که از نادیده گرفتن جریان های ثانویه به دست می آیند. این مورد لازم نیست، مهم این است که بررسی کنیم که فرض او مربوط به تنش های برشی آشفته می باشد. او فرض کرد که تنش های برشی آشفتگی $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ فقط در صفحات عمود به صفحه ای که گرادیان معین $\bar{u}$ وجود دارد، ظاهر می شوند. این فرض در ارتباط با مفهوم کلاسیکی تئوری طول اختلاط است که یک نوسان سرعت $\acute{v}$ بواسطه یک گرادیان ممنتوم $\bar{u}$ در راستای y، یک ارتباط بین $\acute{v},\acute{u}$ ایجاد می کند و در نتیجه یک تنش برشی $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ ایجاد می شود. در حالیکه این دلیل فیزیکی به نظر می رسد، وارونگی لزوما درست نیست، اگر هیچ گرادیان $\bar{u}$ در راستای $\acute{v}$ وجود نداشته باشد.

متأسفانه در جریان های برشی ساده تر شرایط خاصی وجود دارد، در نگاه اول، این طرز فکر وارونه حمایت شود. جریان آشفته کاملاً توسعه یافته را در یک لوله با مقطع دایره ای در نظر بگیرید. u سرعت محوری و v سرعت شعاعی و w سرعت مماسی باشد. تنش های $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ به خاطر تعادل نیروهای برشی و فشاری (به جز در نزدیک دیوار) به طور خطی تغییر می کند. همچنین تنش های $\overline{\acute{u}\acute{w}}$ در هر نقطه ای صفر است . گرادیان $\bar{u}$ در راستای $\acute{w}$ صفر است. تنش های $\overline{\acute{u}\acute{w}}$ باید به خاطر تقارن صفر باشد نه به خاطر گرادیان سرعت که صفر است. هر دو تنش های $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ و گرادیان سرعت $\frac{\partial u}{\partial y}$ در راستای محور لوله صفر هستند اما در اینجا نیز به خاطر تقارن، $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ صفر است. جریان برشی ساده دیگر جریان در کانال های دوبعدی (جریان بین صفحات موازی است). در اینجا نیز تنش برشی $\overline{\acute{u}\acute{w}}$ در هر

1- Lawrence

مکانی صفر است که دلیل این امر تقارن موجود می باشد. لاورنس [۴۴] می داند که در جریان آشـفته، با توجه به نتایجی که اندازه گیری ها نشان می دهد، تنش های برشی به دلیل تقارن در هندسه شکل نمی توانند صفر شوند. برای مشاهده امکان یک تنش برشی آشفته ناشی شده در غیـاب یـک گرادیـان سرعت متوسط، یک گرادیان آنی سرعت در راستای $\acute{w}$ را در نظر بگیریـد . ملاحظـات فیزیکـی انتقـال ممنتوم پیشنهاد می کند که یک ارتباط آنی بین $\acute{w}, \acute{u}$ وجود دارد. اگر جریـان همگـن باشـد، ماهیـت رندمی آشفتگی پیشنهاد می کند که در حالت میانگین همبستگی صفر است و بنـابر ایـن هـیچ تـنش برشی متوسط نتیجه نمی شود. اگرچه، اگر جریان همگن نباشد و اگر هندسه جریان نامتقارن باشد، به منظور اینکه راستای بهتری برای سرعت های نوسانی وجود دارد ممکن است یک همبسـتگی میـانگین وجود داشته باشد. بعلاوه، ممکن است اما شاید خیلی امکان پذیر نباشد. که یـک چنـین همبسـتگی از همان مرتبه اندازه خواهد بود که بوسیله گرادیان متوسط سرعت ایجاد می شود.

اگرچه بحث های بالا به هیچ عنوان تأیید نمی کند که یک تنش برشی آشفته باید در صفحه عمـود بـه خطوط هم سرعت وجود داشته باشد، سوالات و ابهامات راجع به اعتبار فرضـیات دیزلـر را از بـین مـی برد، که این سوالات فقط با برخی اندازه گیری های دقیق این تنش هـا کـه در آزمایشـگاه صـورت مـی گیرد، می تواند پاسخ داده شود.

بر خلاف این حقیقت که حل دیزلر لزوماً توزیع جریانی را نشان نمی دهد که از نادیده گـرفتن جریـان های ثانویه به دست می آید، با اندازه گیری های موجود مقایسه می شود که این تفاوت اثر جریان هـای ثانویه را نشان می دهد.

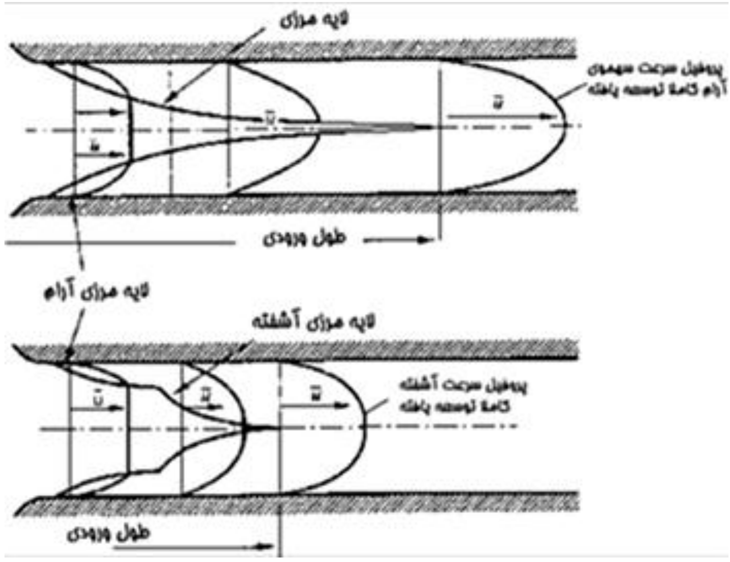
در نظر گرفتن فرمول بندی مسئله نیازمند یک حل تئوری می باشد، لـذا بهتـرین روش، انـدازه گیـری جریان های ثانویه می باشد که نیازمند اندازه گیری های دقیق در ناحیه جریان می باشد.

مادابهوشی[1] [۴۵] وجود جریان های ثانویه و اثراتشان را در مقطع مربعی بررسی کـرد و نتـایج در تطابق با داده های آزمایشگاهی بودند.

1-madabhushi

۱-۴- معرفی تحقیق حاضر

با مرور تحقیقات گذشته برای مشاهده جریان های ثانویه، در مقاطع غیر دایره ای اکثر تحقیقات انجام شده روی مقطع مربعی انجام شده است در این تحقیق مقاطع غیر دایره ای اعم از مقاطع مربعی، مستطیلی، مثلثی، و چند ضلعی های منتظم مورد بررسی قرار گرفته اند. در این تحقیق ابتدا جریان سیال تراکم ناپذیر کاملاً توسعه یافته درکانال های با مقاطع غیر مربعی مذکور مدل سازی و تحلیل می شود و وجود یا عدم وجود جریان های ثانویه در آن بررسی می شود. جریان در ابتدای کانال آرام و سپس گذرا و بعد آشفته و در نهایت توسعه یافته خواهد شد هرچند بصورت نظری، نزدیک شدن به نمودار توزیع سرعت کاملاً توسعه یافته به شکل مجانبی است و تعیین محلی معین و دقیق که در آنجا جریان در مجرا کاملاً توسعه یافته است، غیر ممکن می‌باشد. با اینحال برای تمام کاربردهای عملی طول ورودی هیدرودینامیکی محدود است. به فاصله‌ای که در طی آن سرعت کاملاً توسعه یافته می‌شود طول ورودی هیدرودینامیکی می گویند. طول هیدرودینامیکی مورد نظر برای کانالها در آزمایشگاه[۴۴]، $\frac{l}{d_h} = 75$ می باشد که l طول کانال مورد نظر و d_h قطر هیدرولیکی مقطع می باشد. مشابه طول ورودی هیدرودینامیکی در مسائل مربوط به انتقال حرارت، طول ورودی گرما تعریف می شود و به فاصله‌ای که در طی آن نمودار توزیع دما کاملاً توسعه یافته می‌شود طول ورودی گرما می گویند (شکل ۱-۱).

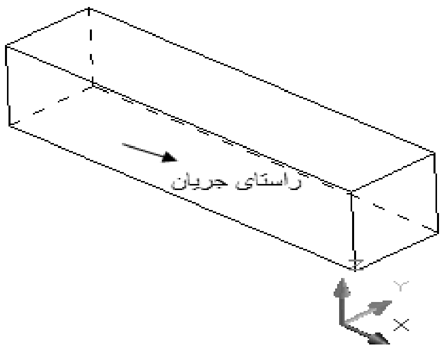


شکل ۱-۱- شماتیک لایه مرزی و طول ورودی جریان در کانال

در قسمت دوم این تحقیق گوشه های این مقاطع پخ زده می شود و بردار های سرعت و نمودارهای تنش های عمودی و برشی ترسیم و تحلیل می شود و با قسمت اول مقایسه می شود. معادلات ناویراستوکس وابسته به زمان با مدل معروف اسماگورینسکی برای تنش های زیر شبکه حل می شوند. لازم به ذکر است که نتایج به دست آمده از حل عددی با استفاده از نرم افزار Open FOAM انجام شده و با تحقیقات تجربی انجام شده، مقایسه شده است، کیفیت و دقت مدل سازی انجام شده با دستاوردهای تجربی مذکور، ارزیابی و ارائه شده است.

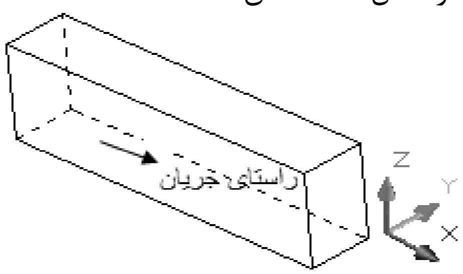
۱-۴-۱ کانال

یک کانال مربعی با ابعاد مقطع $1 \times 1cm^2$ و طول 2.5 cm انتخاب شد. در اعداد رینولدز ۵۰۰۰، ۱۰۰۰۰، ۲۰۰۰۰، ۴۰۰۰۰ و ۵۰۰۰۰ شبیه سازی انجام شده و جریان های ثانویه مشاهده گردید و نتایج روی نمودارهایی ترسیم گردید. راستای جریان راستای x و راستای y , z دو راستای عمود بر هم در مقطع جریان می باشند. شماتیک هندسه کانال مربعی در شکل ۱-۲ نشان داده شده است.



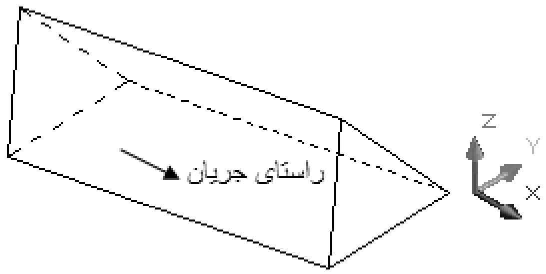
شکل۱-۲- شماتیک هندسه کانال مربعی

کانال با مقطع مستطیلی نیز مشابه مقطع مربعی می باشد. ابعاد مقطع $1 \times 1.5cm^2$ می باشد طول کانال مشابه قسمت قبل 2.5 cm است. شبیه سازی در اعداد رینولدز متفاوت انجام شده است. شماتیک هندسه کانال مستطیلی در شکل ۱-۳ نشان داده شده است.



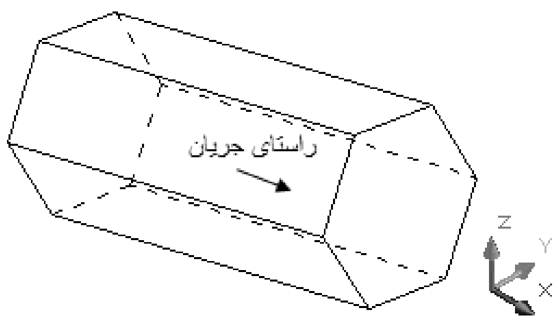
شکل۱-۳- شماتیک هندسه کانال مستطیلی

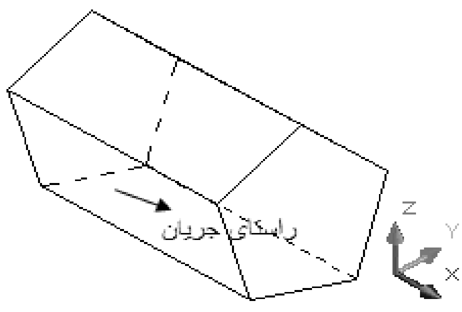
در کانال با مقطع مثلثی، مقطع یک مثلث متساوی الاضلاع می باشد که در دایره ای به شعاع 1 cm محاط شده و طول هر ضلع آن $\sqrt{3}cm$ می باشد. طول کانال مشابه قسمت قبل 2.5 cm است. شبیه سازی در اعداد رینولدز متفاوت انجام شده است. شماتیک هندسه کانال مثلثی در شکل۱-۴ نشان داده شده است.



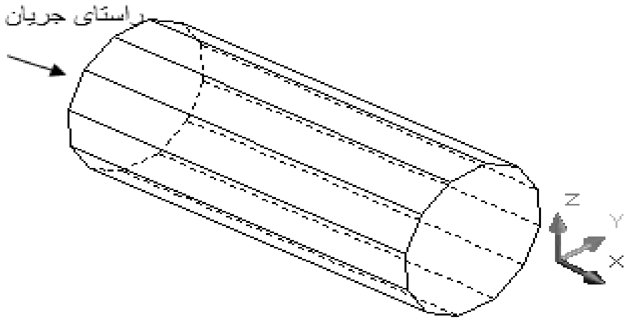
شکل ۱-۴- شماتیک هندسه کانال مثلثی

در کانال با مقطع چند ضلعی، مقطع یک چند ضلعی منتظم است که در دایره ای به شعاع 1 cm محاط شده، مقاطع پنج ضلعی، شش ضلعی، هشت ضلعی، دوازده ضلعی و مقطع دایره ای مورد بررسی قرار خواهند گرفت و وجود و یا عدم وجود جریان های ثانویه نشان داده خواهد شد، با توجه به اینکه در مقطع دایره ای مقادیر تنش های رینولدز و جریان های ثانویه صفر می باشد با افزایش تعداد اضلاع در چند ضلعی های منتظم این موضوع مشهود است. طول کانال مشابه قسمت قبل 2.5 cm است. شبیه سازی در اعداد رینولدز متفاوت انجام شده است. شماتیک هندسه کانال چندضلعی های منتظم در شکل ۱-۵ نشان داده شده است.





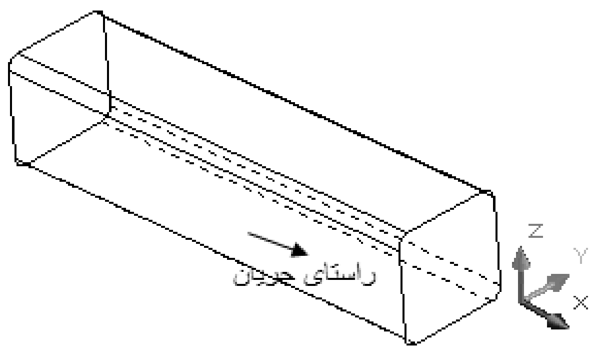
(ب) (الف)



(ج)

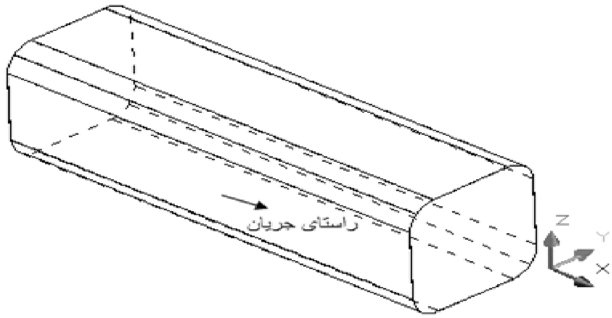
شکل۱-۵- شماتیک هندسه کانال با مقطع (الف) پنج ضلعی- (ب) شش ضلعی- (ج) دوازده ضلعی

در قسمت دوم این تحقیق تیزی گوشه های این مقاطع گرد می شود و پروفیل های سرعت و وجود جریان های ثانویه بررسی می شود. با عنایت به گرد کردن گوشه ها و افزایش میزان شعاع گرد کردن و نزدیک شدن مقطع شکل به مقطع دایره ای انتظار می رود که با افزایش شعاع روند زدن جریان های ثانویه و تنش های رینولدز کاهش یابد، تحلیل این کانال ها در قسمت های بعدی بررسی خواهد شد. بدین منظور ابتدا گوشه ها در مقطع مربعی به ابعاد $1 \times 1\ cm^2$ به میزان $1mm$ روند زده می شود و جریان تحیل می گردد، شکل ۱-۶.



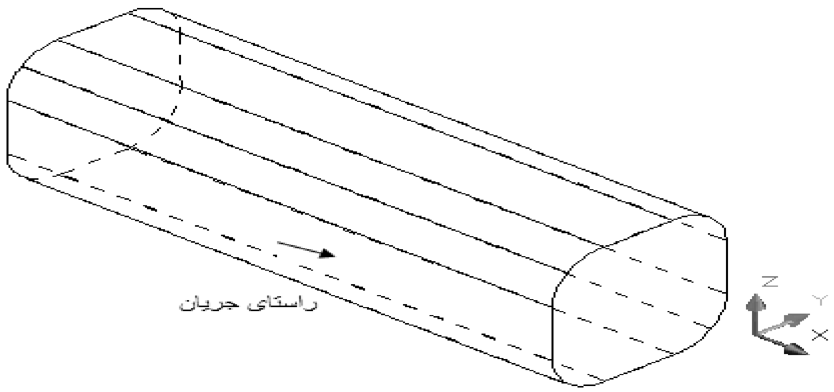
شکل ۱-۶- مقطع گرد شده کانال

سپس گوشه ها به میزان $2mm$ روند زده می شود و جریان تحیل می گردد، شکل ۱-۷.



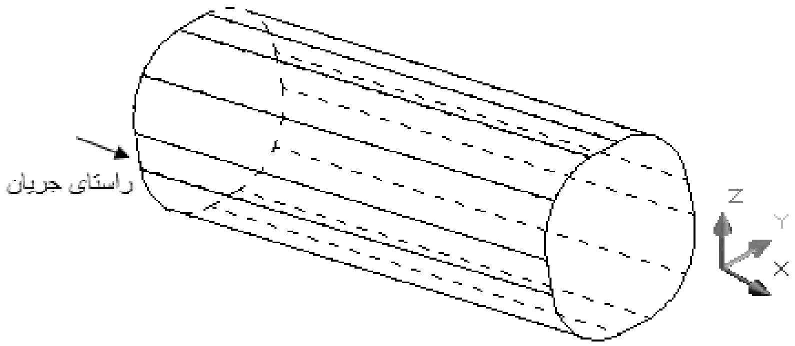
شکل ۱-۷- مقطع گرد شده کانال

سپس گوشه ها به میزان $3mm$ روند زده می شود و جریان تحیل می گردد، شکل ۱-۸.



شکل ۱-۸- مقطع گرد شده کانال

و در نهایت گوشه ها به میزان $4mm$ روند زده می شود و جریان تحیل می گردد، شکل ۱-۹.



گوشه های سایر مقاطع غیر دایره ای نیز مشابه مقطع مربعی روند زده شده و جریان در این مقاطع مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

فصل دوم

روش های مدل سازی و معادلات حاکم

۲-۱ مقدمه

اندازه جمله های تنش رینولدز و دیگر نرخ های آشفتگی مانند نرخ شارهای حرارتی و غیره را نمی توان به تنهایی و از روی میدان سرعت متوسط، مدان آنتالپی و دیگر میدان های مربوط به کمیت های متوسط جریان به دست آورد، نکته اساسی در مورد نحوه تعیین جمله های تنش رینولدز این است که اندازه این جمله ها بایستی با استفاده از برخی معادلات و روابط تجربی کمکی و حل همزمان آنها در کنار معادلات متوسط گیری شده رینولدز به دست آیند. اگرچه معادلات ناویر استوکس بیانگر توصیف کاملی از هر نوع جریان سیال می باشند، لیکن در طی فرآیند متوسط گیری معمولاً بخشی از اطلاعات موجود در یک جریان آشفته به نوعی مفقود می شوند، از این رو لازم است تا برای جبران آن بخش از اطلاعاتی که در طی فرآیند متوسط گیری از بین رفته اند، از منابع کمکی دیگری غیر از معادله ناویر استوکس متوسط گیری شده استفاده نمود.

اگرچه می توان با یک سری ضرب و جمع های ساده، فر های صریح مرتبه بالاتری از معادلات بقا را به دست آورد و در این میان ممکن است این تصور پیش آید که با حل این معادلات در تمام میدان جریان می توان اندازه تش های رینولدز را به دست آورد، اما بایستی خاطر نشان کنیم که متأسفانه در سمت راست معادلات جدید، جمله های مجهول بیشتری علاوه بر جمله های مجهول تنش رینولدز ظاهر خواهند شد که مجدداً برای تعیین اندازه این جمله های نوظهور، بایستی از برآیند معادله سازی از روی معادلات بقا استفاده شود و این روند به احتمال زیاد تا نقطه نامعلومی ادامه خواهد یافت.

این سری های بی انتها از معادلات ممنتومی بالاخره بایستی در یک نقطه و با استفاده از اطلاعاتی که از منابعی غیر از معادلات ممنتوم موجود به دست می آیند، اصطلاحاً "قطع (یا بسته)" گردند. تا همین واخر، تنها منبع تأمین این گونه اطلاعات مستقل آزمایش های تجربی بودند، لیکن امروزه به کمک روش های قدرتمند CFD و همچنین با استفاده از سیستم های پردازش موازی و بالاخص "شبیه سازی عددی آشفتگی با استفاده از حل کامل معادلات وابسته به زمان ناویراستوکس" این امکان به وجود آمده تا به نتایجی که معادل و هم ارزش نتایج آزمایش های تجربی هستند دست بیابیم. اما با توجه به

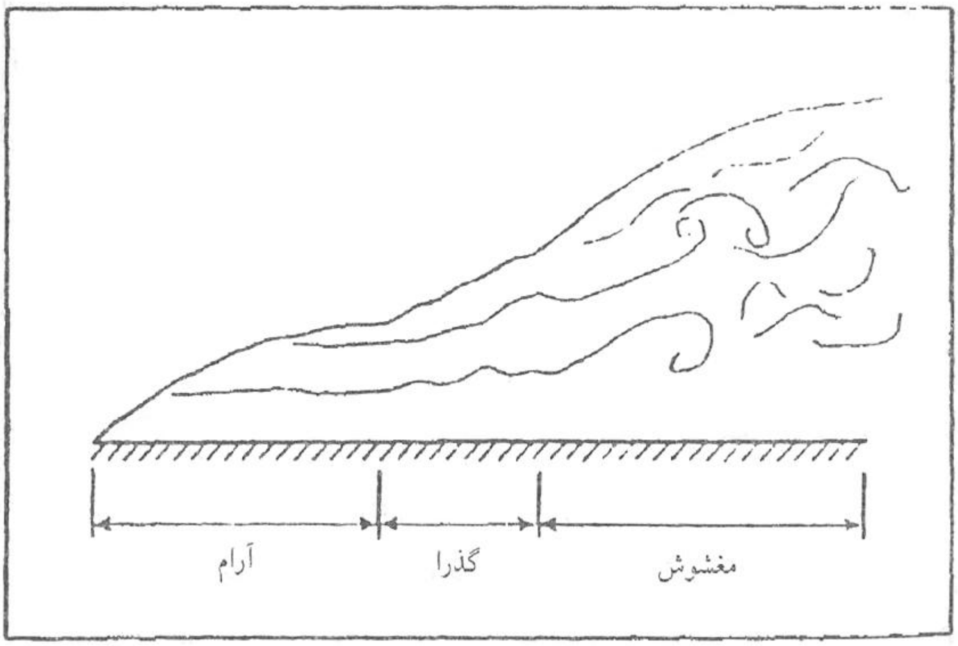
اینکه این آزمایشات تجربی عمدتاً معطوف به جریان های بسیار ساده و البته معطوف به نواحی خاصی از این جریان ها بوده و در مسیر به دست آوردن آن ها از فرضیات ساده کننده متعددی استفاده شده است، لذا این نتایج تنها برای برخی جریان های خاص و محدود و یا حتی برای نواحی خاصی از یک میدان جریان معتبر می باشند. بنابر این روابط و فرمول های به دست آمده از اطلاعات تجربی و یا شبیه سازی های پیچیده عددی هم لزوماً فرمول های جامع و کاملی نبوده و از آن ها نمی توان در همه نقاط یک جریان آشفته استفاده نمود. از این رو مدل های آشفتگی استفاده کننده از این روابط و فرمول ها را اصطلاحاً "مدل های غیر کامل [1]" می نامند. لذا مدل کاملی که در تمام مسائل مهندسی و یا حتی در تمام نقاط از یک میدان جریان آشفته، با دقتی معتبر و قابل قبول استفاده شود، وجود ندارد. تاکنون صدها مدل آشفتگی ارائه شده اند که هر یک فقط برای رژیم های خاص جریانی و حتی در نواحی خاصی از میدان جریان معتبر و دقیق می باشند.

۲-۲- مدل توربولانسی

در بیشتر جریانهای با رینولدز بالا، اثر نیروهای لزجت به ناحیه نزدیک سطح محدود می‌شود. این ناحیه را لایه مرزی می‌نامند. از مبانی درس مکانیک سیالات می‌دانیم که لایه مرزی معمولاً از یک دسته خطوط جریان خوش‌رفتار آغاز می‌شود و اختلال در سطح میکروسکوپی صورت می‌گیرد. چنین لایه مرزی را لایه مرزی آرام می‌نامند. به علت شرایط ناشی از شکل هندسی و میدان جریان، مانند زبری سطح، دمای سطح، تزریق به سطح و گرادیان فشار، اختلال سیال به سطح ماکروسکوپی افزایش می‌یابد و خطوط جریان دیگر خوش ترکیب نیستند. این نوع جریان را جریان مغشوش می‌نامند. ناحیه گذرایی هم بین لایه‌های مرزی آرام و مغشوش وجود دارد که به آن ناحیه گذرا می‌گوییم.

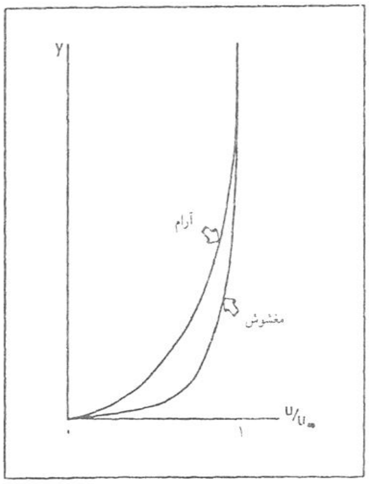
در نتیجه اختلال شدید در لایه مرزی مغشوش و شار مومنتوم بزرگ مربوط به آن، پروفیل سرعت در لایه مرزی مغشوش پهن‌تر از پروفیل مربوط به لایه مرزی آرام است، یعنی، گرادیان سرعت نزدیک دیوار در لایه مرزی مغشوش بزرگتر از مقدار آن در لایه مرزی آرام است.

1-Inexact Models



شکل ۲-۱- رژیمهای مختلف جریان نزدیک سطح

نمونه‌ای از پروفیلهای سرعت لایه‌های مرزی آرام و مغشوش در شکل ۲-۲ نشان داده شده است.



شکل ۲-۲- مقایسه پروفیلهای سرعت لایه های مرزی آرام و مغشوش

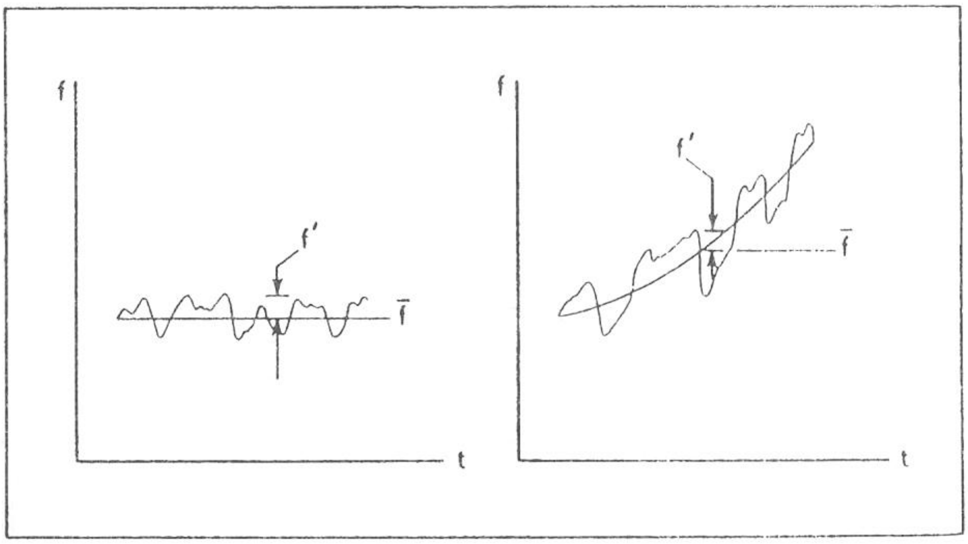
برای در نظر گرفتن اثر اغتشاش در میدان جریان باید معادله‌های حرکت سـیال را تغییـر داد. مرسـوم است که این تغییرات را با نشان دادن مقادیر لحظه‌ای به صورت مجموع مقداری متوسط (که با قـراردادن

خط کوتاهی روی متغیر نشان داده می‌شود) و مقدار نوسانی تابع زمـانی (کـه بـا علامـت پـریم مشـخص می‌شود) اعمال کنیم. از نظر ریاضی آنرا بصورت زیر می‌نویسیم :

$$f = \overline{f} + f' \qquad (۱-۲)$$

در رابطه ۲-۱ کمیت $\overline{f}$ از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$\overline{f} = \frac{1}{\Delta t}\int_{t_\circ}^{t_\circ+\Delta t} f\,dt \qquad (۲-۲)$$



شکل ۲-۳- نمایش مقادیر متوسط و نوسانی در جریانهای دائم و غیردائم

فاصله زمانی Δt که در تعاریف بالا به کار رفـت بایـد بزرگتـر از دوره نوسـانهای کمیتهـا و کـوچکتر از فاصله زمانی جریان غیردائم باشد. پس فاصله زمانی تابعی از مسأله است یعنی تـابعی از شـکل هندسـی و فیزیک میدان جریان موردنظر است.

شایان توجه است که در یک جریان دائم مقدار متوسط زمانی ثابت است در حالیکه در جریان غیردائم تابعی از زمان است برای پیگیری جزئیات ریاضی، قانونهای متوسط‌گیری زیررا به کار می‌بریم :

$$\overline{\overline{f}} = \overline{f} \qquad (۱-۳-۲)$$

$$\overline{f+g}=\bar{f}+\bar{g}$$ (۲-۳-۲)

$$\overline{\bar{f}g}=\bar{f}\,\bar{g}$$ (۳-۳-۲)

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x}}=\frac{\partial \bar{f}}{\partial x}$$ (۴-۳-۲)

$$\overline{f'^2}\neq 0$$ (۵-۳-۲)

$$\overline{f'g'}\neq 0$$ (۶-۳-۲)

$$\overline{\left[\bar{f}+f'\right]^2}=\bar{f}^2+\overline{f'^2}$$ (۷-۳-۲)

قابل ذکر است که متوسط حاصلضرب مقادیر نوسانی که با $\overline{f'g'}$ نشان داده می‌شود، در حالت کلی صفر نیست. در واقع، این کمیت ها بویژه آنهایی که نوسانان های سرعت را شامل می‌شوند، بسیار مهم هستند و زیربنای اثر جریان مغشوش را تشکیل می‌دهند. در صورتیکه در معادلات حاکم ترمهای سرعت، فشار و دما را به فرم رابطه ۲-۱ بنویسیم و سپس از معادلات حاکم بصورت رابطۀ ۲-۲ متوسط بگیریم، معادلات جدیدی برای ترمهای متوسط سرعت، فشار و دما به دست می‌آید برای مثال در ناحیه اول معادلات به فرم زیر درمی‌آیند :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}+\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}+\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}=0$$ (۴-۲)

$$\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}+\frac{\partial w'}{\partial z}=0$$ (۵-۲)

$$\frac{D\bar{u}}{Dt}+\bar{a}_{x,rel}=\frac{-1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}+\nu\nabla^2\bar{u}-\left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x}+\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}+\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\right)$$ (۶-۲)

$$\frac{D\bar{v}}{Dt}+\bar{a}_{y,rel}=\frac{-1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}+\nu\nabla^2\bar{v}-\left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x}+\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y}+\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}\right)$$ (۷-۲)

$$\frac{D\bar{w}}{Dt}+\bar{a}_{z,rel}=\frac{-1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}+\nu\nabla^2\bar{w}-(\frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{w'^2}}{\partial z}) \qquad (۸-۲)$$

$$\frac{D\bar{T}}{Dt}=\alpha\,\nabla^2\bar{T}-(\frac{\partial\overline{u'T'}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{v'T'}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{w'T'}}{\partial z}) \qquad (۹-۲)$$

می‌توان نشان داد که تبادل مومنتوم ناشی از اغتشاش در اثر ترمهـای $\rho\overline{u'^2}$، $\rho\overline{u'v'}$ - و ... بـوده کـه آنها را تنش برشی اغتشاش (یا تنش رینولدز) می‌نامند و با τ_t نشان می‌دهند.

در جریان روی صفحه تخت تنش برشی لزجت بصورت زیر نشان داده می‌شود.

$$\tau_\ell=\mu\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}=\rho\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \qquad (۱۰-۲)$$

برای نشان دادن تنش اغتشاشی به روش مشابه، مفهوم گرادیان لزجت را در نظر می‌گیریم، کـه در آن تنش برشی مغشوش به گرادیان سرعت متوسط جریان مربوط می‌شود. ایـن تحلیـل را بوزینسـک[1] انجـام داده و به فرضیه بوزنیسک معروف است.

$$\tau_t=\rho\nu_t\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}=\mu_t\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \qquad (۱۱-۲)$$

به روش مشابه، انتشار گردابه برای ترکیـب شـارهای حرارتـی آرام و مغشـوش تعریـف مـی‌شـود. لـذا معادلات مومنتوم و انرژی به فرم استاندارد زیر در می‌آیند :

$$\frac{D\bar{V}}{Dt}+\bar{a}_{rel}=\frac{-1}{\rho}\nabla\bar{p}+(\nu+\nu_t)\nabla^2\bar{V} \qquad (۱۲-۲)$$

$$\frac{D\bar{T}}{Dt}=(\alpha+\alpha_t)\nabla^2\bar{T} \qquad (۱۳-۲)$$

در رابطه ۲-۱۲، $\bar{V}$ بردار سرعت متوسط است.

1-Boussinesq

بایستی توجه داشت که در اینجا هنوز معادلات حاکم تکمیل نشده‌اند زیرا دو مجهول α_tو μ_t بـه ایـن معادلات اضافه شده اند. برای بدست آوردن این دو مجهـول روشـهای متنـوعی ارائـه شـده اسـت. قبـل از معرفی این روشها، لازم است که طول اختلاط پرانتل را معرفی می کنیم.

می‌دانیم که در جریان آرام اختلاط سیال در سطح مولکولی است و تنشهای لزجت و شارهای حرارتـی ناشی از انتقال مومنتوم و حرارت در اثر حرکت مولکولها در فاصله آزاد آنها پیش از برخوردشان است.

مفهوم مشابهی را برای جریان مغشوش به کار می‌بریم، به این شکل که فرض می کنیم تکه‌های سـیال پیش از برخورد، فاصله محدودی را طی می کنند. تبادل مومنتوم و انرژی حاصل مفهوم تنش برشی و شار حرارتی مغشوش را می‌دهد. این فاصله محدود را طول اختلاط می‌نامند. این مفهوم توسط پرانتـل معرفـی شده و به طول اختلاط پرانتل معروف است.

فرضیه پرانتل بصورت زیر بیان می‌شود :

$$\tau_t = -\rho\overline{u'v'} = \rho\ell^2(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y})^2 \quad (۱۴-۲)$$

$$(\frac{q}{A})_t = \rho\,\ell_e^2(\frac{\partial\overline{T}}{\partial y})^2 \quad (۱۵-۲)$$

برحسب جمله‌های لزجت گردابه‌ای و پخش گردابه‌ای، روابط زیر به دست می‌آیند :

$$\nu_t = \ell^2(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}) \quad (۱۶-۲)$$

$$\alpha_t = \ell_e^2(\frac{\partial\overline{T}}{\partial y}) \quad (۱۷-۲)$$

مفهوم لزجت گردابه‌ای و پخش گردابه‌ای را می‌توان به آسانی به معـادلات ناویراسـتوکس تعمـیم داد. مثلاً در یک مسأله دوبعدی ν_t از قرار زیر خواهد بود:

$$\nu_t = \ell^2 \left[\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial y}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۸-۲)$$

آنچه تا این مرحله ارائه شد، معرفی دو پارامتر جدید است و موضوع اصلی یعنــی تکمیـل معـادلات هنـوز پابرجاست زیرا دو مجهول اضافی وجود دارند. که به صورت ℓ و ℓ_e ظاهر شده‌اند.

برای نوشتن رابطه‌ای برای طول اختلاط، شدیداً بـه نتـایج آزمایشـگاهی نیـاز اسـت و ℓ و ℓ_e را بـرای رژیمهای مختلط جریان، یعنی ناحیه داخلی و خارجی مدل می‌کنیم. این روابط نیمـه تجربـی را مـدلهای اغتشاش می‌نامند و به صورت معادلات جبری یا معادلات دیفرانسیل ارائه می‌شوند.

۲-۳- مدلهای اغتشاش صفر معادله‌ای

مدلهای صفر معادله‌ای، معادلاتی هستند که جمله‌های نوسانی اغتشاش با رابطه‌های جبری و برحسب کمیتهای متوسط میدان جریان مشخص می‌شوند. فرض نهفته در مدلهای صفر معادله‌ای این است که نرخ تولید و از بین رفتن اغتشاش مساوی است. به هرحال این معادلات جابجایی اغتشاش را در نظر نمی‌گیرند.

آشکار است که این نکته با فیزیک مسأله مغایرت دارد، زیرا تاریخچه قبلی جریان در نظر گرفته نمی‌شود. به هر صورت این مدلها شکل ریاضی ساده‌ای دارند و اعمال آنها در یک برنامه عددی نسبتاً آسان است. عموماً، اغلب مدلها ناحیه‌های داخلی و خارجی را برای نشان دادن اختلاط ارائه می‌کنند. مدلی که معمولاً استفاده می‌شود از یک تابع نمایی (تابع استهلاک ون دریشت[۱]) برای ناحیه داخلی استفاده می‌کند در حالیکه ناحیه خارجی با ضخامت لایه مرزی متناسب است.

$$\ell_i = k(1 - e^{-y^+/A^+})\, y \qquad (۱۹-۲)$$

$$\ell_\circ = C_\circ \delta \qquad (۲۰-۲)$$

1- Van Driest

در روابط فوق k ثابت فون کارمن بوده و حدود 0.41 و $C_{\circ}$ حدود 0.08 تا 0.09 است δ نیز معرف ضخامت لایه مرزی است همچنین y^+ و A^+ نیز از روابط زیر بدست می‌آیند :

$$y^+ = \frac{y}{\nu}\left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{۲-۲۱}$$

$$A^+ = 26\left[1 + \frac{dp}{dx}\left(\frac{y}{\tau_w}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{۲-۲۲}$$

فرمولبندی دیگری که معمولاً برای لزجت مغشوش ناحیه خارجی به کار می‌رود، مدل سبسی و اسمیت[1] است و به صورت زیر است.

$$\nu_t = \alpha \bar{u}_e \delta^* \tag{۲-۲۳}$$

این مدل براساس Re_θ (عدد رینولدز مبتنی بر ضخامت مومنتوم) بزرگتر از 5000 قابل استفاده بوده و مقدار α نیز حدود 0.0168 و δ^* ضخامت جابجایی جنبشی است.

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \tag{۲-۲۴}$$

گفتنی است که عدد رینولدز برحسب ضخامت مومنتوم بصورت زیر تعریف می‌شود :

$$\mathrm{Re}_\theta = \frac{\rho_e u_e \theta}{\mu_e} \tag{۲-۲۵}$$

که ضخامت مومنتوم θ بصورت زیر است :

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{u_e}\left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \tag{۲-۲۶}$$

دو مدل ذکر شده به اطلاعات مربوط به ضخامت لایه مرزی و خواص جریان در لبۀ لایه مرزی نیاز

1- Cebci/Smith

دارد. وقتی معادلات ناویراستوکس را حل می‌کنیم، تعیین ضخامت لایه مرزی یا خواص لبهٔ آن امری دشوار است هرگاه جدایی جریان وجود داشته باشد، این امر دشوارتر است. در هر حال، اگر بخواهیم حد ناحیه لزج را تعیین کنیم ازآنتالپی کل استفاده می‌کنیم. بالدوین ولومکس[۲] [۴۶] مدل اغتشاشی را برای لایه مرزی نوشتند که برحسب ضخامت لایه مرزی نیست. ناحیه داخلی را با رابطه زیر تقریب می‌زنیم :

$$\mu_t = \rho \ell^2 |\omega| \qquad (۲-۲۷)$$

که ω ورتیسیتی است و برای جریانهای دوبعدی بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \qquad (۲-۲۸)$$

در جریانهای سه بعدی نیز مقدار ω از رابطه زیر تعیین می‌شود :

$$\omega = \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۲-۲۹)$$

در منطقه خارجی مقدار ویسکوزیته توربولانس از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$\mu_t = \alpha \bar{\rho} C_{cp} F_{wake} F_{kleb} \qquad (۲-۳۰)$$

مانند مدل سبسی و اسمیت مقدار α، 0.0168 بوده و F_{wake} نیز از رابطه زیر به دست می‌آید :

$$F_{wake} = \min \left[y_{\max} G_{\max}, C_{wake} y_{\max} \frac{(\Delta v)^2}{G_{\max}} \right] \qquad (۲-۳۱)$$

مقدار نمونه برای C_{wake}، 0.25 است و $G_{\max}$ نیز از رابطه زیر تعیین می‌شود :

2- Baldwin & Lomax

$$G_{\max} = \max(\frac{1}{k}|\omega|) \quad (۳۲-۲)$$

در روابط فوقk ثابت فون کارمن و ℓ طول اختلاط (رابطه ۲-۱۹) است. اختلاف بین مقدار ماکزیمم و مینیمم سرعت مطلق در ناحیه لزج را با $\mathbf{\Delta v}$ نشان می‌دهیم و $\mathbf{F_{kleb}}$ ضریب تناوبی است.

$$F_{kleb} = \left[1 + 5.5(\frac{C_{kleb}y}{y_{\max}})^6\right]^{-1} \quad (۳۳-۲)$$

همچنین $\mathbf{y_{max}}$ موقعیتy در $G_{\max}$ بوده و ثابت کلبانف[۱] C_{kleb} از رابطه زیر به دست می‌آید :

$$C_{kleb} = \frac{2}{3} - \frac{0.01312}{0.1724 - \beta^*} \quad (۳۴-۲)$$

در رابطه ۲-۳۳ مقدار β^* از رابطه زیر تعیین می‌شود.

$$\beta^* = \frac{y_{\max}}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \frac{\partial V}{\partial x} \quad (۳۵-۲)$$

پس از تعیین ثابت کلبانف مقدار $\mathbf{C_{cp}}$ از رابطه زیر تعیین می‌شود :

$$C_{cp} = \frac{3 - 4C_{kleb}}{2C_{kleb}(2 - 3C_{kleb} + C_{kleb}^3)} \quad (۳۶-۲)$$

برای مدل کردن ضریب پخش گردابه‌ای از تحلیل رینولدز استفاده می‌کنیم. گفتنی است که تحلیل رینولدز تشابهی را بین انتقال مومنتوم و انتقال حرارت فرض می‌کند. از این رو عدد پرانتل مغشوش بصورت زیر تعریف می‌شود :

1- Klebanoff constant

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{\mu_t C_p}{k_t} \quad (۳۷-۲)$$

در بیشتر جریانها، فرض می‌کنیم که عدد پرانتل مغشوش در لایه مرزی ثابت می‌ماند. برای هوا $Pr_t = 0.9$ است پس ضریب هدایت اغتشاش بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$k_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \quad (۳۸-۲)$$

که در رابطه فوق μ_t از مدلهای اغتشاش بدست می‌آید.

$$R_{ij} = \frac{2}{3} K \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad (۳۹-۲)$$

این معادله در واقع همان چیزی است که محققین از آن تحت عنوان " مدل ویسکوزیته ادی استاندارد " یاد می نمایند. در این مدل کمیت $\nu_t \equiv \frac{l_0^2}{\tau_0}$ بیانگر"ویسکوزیته ادی" یا همان "ویسکوزیته آشفته" می باشد. l_0 طول مقیاس آشفتگی و τ_0 زمان مقیاس آشفتگی می باشد. در مدل های صفر معادله ای هر دو کمیت l_0, τ_0 به صورت جبری و با استفاده از نتایج تجربی تعیین می گردند. قدیمی ترین شکل از مدل های صفر معادله ای، تئوری اختلاط پرانتل می باشد که در آن ویسکوزیته ادی به شکل زیر می باشد: $\nu_t = l_m^2 \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial n}\right|$ ، l_m اندازه مرسوم برای ادی های حامل انرژی (یا همان طول مقیاس اختلاطی) می باشد. از دیدگاه برخی محققین " طول مقیاس اختلاطی " بیانگر میزان مسافتی است که توده کوچکی از سیال پیش از " از دست دادن ممنتوم خود " طی می نماید. این رابطه در واقع یک تئوری " تابعی نقطه ای " محسوب می شود چرا که اولاً تنها تابعی از پارامتر های متوسط است و ثانیاً کاملاً تجربی و وابسته به هندسه و جریان اطراف آن می باشد. اگر احیاناً در ناحیه ای از نواحی داخلی یک میدان جریان رینولدز بالا، به هر دلیلی اندازه گرادیان سرعت متوسط نسبت به راستای متعامد n صفر گردد، ویسکوزیته ادی هم صفر می گردد که این به معنی آرام بودن جریان در آن نقطه است.

نظریه طول اختلاطی فقط برای جریان های نسبتاً ساده نظیر "جریان های لایه برشی نازک" و جریان های جت و جریان های برخاستگی و بعضاً جریان های لایه مرزی تشکیل شده بر روی دیواره صلب خوب کار می کند. استفاده از مدل های صفر معادله ای به واسطه نیاز به اندازه گیری های تجربی برای هر مسأله خاص و استفاده از روابط کاملاً موضعی از جامعیت کافی در تمام مسائل مهندسی برخوردار نیست و عملا زمانی را که می توان برای تعیین اندازه طول اختلاطی l_m در هر مسأله مهندسی خاص صرف نمود را می توان بر توسعه مدل های به مراتب قدرتمند تر و جامع تر اختصاص داد.

۲-۴- مدل های یک معادله ای

مدل های یک معادله ای با هدف رفع برخی از مشکلات در مدل های صفر معادله ای ارائه شدند. که از مهمترین آنها می توان به تأمین ابزاری برای محاسبه انرژی جنبشی آشفتگی و نیز در نظر گرفتن برخی تأثیرات محدود غیر موضعی و نیز اثرات تاریخچه در تعیین اندازه ویسکوزیته آشفته اشاره نمود. در مدل های یک معادله ای، فرض بر این است که ویسکوزیته آشفتگی دارای شکلی شبیه به رابطه زیر می باشد:

$\nu_t = K^{\frac{1}{2}} l$ که در آن انرژی جنبشی آشفتگی K به صورت زیر بیان می گردد:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial K}{\partial x_i} = -R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{1}{2}\overline{u'_k u'_k u'_i} + \frac{\overline{p'}}{\rho} u' \right)_i + \nu \nabla^2 K \qquad (۲-۴۰)$$

در این زمینه می توان به تحقیقات انجام شده در سال ۱۹۴۲ توسط کولموگروف[۴۷] و نیز تحقیقات پرانتل و ویگهارت در سال ۱۹۴۵ اشاره نمود. این معادله را می توان به محض آنکه مدل هایی برای جمله "اضمحلال آشفتگی" و "انتقال آشفتگی" ارائه شود، بسته نمود. این جمله ها در واقع همان جمله های دوم و سوم موجود در سمت راست معادله می باشد.

نرخ اضمحلال آشفتگی را می توان به صورت زیر بیان کرد.

$$\varepsilon = C^* \frac{K^{3/2}}{l} \tag{۴۱-۲}$$

C^* یک ثابت بدون بعد می باشد. در مدل های یک معادله ای به محض اینکه اندازه طول مقیاس آشفتگی l به صورت تجربی تعیین گردد با استفاده از معادله (۲-۴۱) یک دستگاه معادلات بسته برای تعیین مقادیر $\overline{u_i}, \overline{p}, K$ به دست آورد.

$$R_{ij} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{۴۲-۲}$$

این مدل در واقع یک مدل تک معادله ای ساده است که در آن همانند دیگر مدل های یک معادله ای ، از یک معادله مدل شده انتقالی برای به دست آوردن توزیع ویسکوزیته آشفته μ_t استفاده می شود. این مدل در شکل اصلی خود مدلی موثر برای اعداد رینولدز پایین محسوب می شود. این روش جزو رایج ترین مدل ها در کاربرد های هوافضایی می باشد.

عمده مشکلات مدل های صفر و یک معادله ای را می توان در دو عامل اصلی جستجو کرد:

- استفاده از تنها یک مدل برای تعیین ویسکوزیته آشفته
- نیاز به تعیین طول مقیاس آشفتگی به روشی کاملاً غیر عمومی و منطبق بر اندازه گیری های تجربی

بنا بر این به خاطر دلیل دوم ، مدل های غیر کاملی محسوب می شوند.

۲-۵- مدل‌های اغتشاش دو معادله‌ای

ساده ترین مدل های کامل آشفتگی که در عین داشتن قابلیت های بالا ، دارای فرم نسبتاً ساده ای نیز می باشند، مدل های دو معادله ای هستند که در آنها حل دو معادله انتقالی، منجر به تعیین دو کمیت "سرعت مقیاس آشفتگی" و نیز "طول مقیاس آشفتگی" به صورت مستقل از یکدیگر می شوند.

قدرت پیش بینی بالا، اقتصادی بودن و از همه مهم تر دقت قابل قبول برای طیف وسیعی از جریان های آشفته، منجر به آن شده است که هر یک از مدل های دو معادله ای به یک مدل رایج برای شبیه سازی عددی جریان های صنعتی مبدل گردد. ویژگی منحصر به فردی که مدل های دو معادله ای را از مدل های صفر و یک معادله ای متمایز می سازد این است که در این مدل ها، دو معادله انتقالی مدل شده کاملاً مجزا و مستقل از یکدیگر برای تعیین اندازه "طول مقیاس آشفتگی" و "زمان مقیاس آشفتگی" حل خواهند شد.

همه مدل های آشفتگی در برخورد با جریان های آشفته، به یک شکل و با یک دقت عمل نمی نمایند؛ بدین منظور لازم است تا قابلیت ها و در عین حال محدودیت های هر یک از مدل های آشفتگی به دقت بررسی شود.

۲-۵-۱- مدل $k-\varepsilon$

پیشتر گفتیم که جابجائی اغتشاش در مدل‌های صفر معادله‌ای منظور نمی‌شود. از این رو اثر فیزیکی تاریخچه قبلی جریان وارد مدلهای ساده جبری نمی‌شود. برای در نظر گرفتن این منظور از مدلهای چند معادله‌ای استفاده می‌شود. معمولاً برای اعمال جابجایی اغتشاش، این معادلات براساس معادله ناویراستوکس به دست می‌آیند.

هرگاه دو معادله از این نوع را بکار بریم، مدل را دو معادله‌ای می‌نامند. یکی از معروفترین مدلهای دو معادله‌ای، مدل $\mathbf{k-\varepsilon}$ [۴۸] است. در این مدل دو معادله دیفرانسیل مشتقات جزئی برای انرژی جنبشی اغتشاش (k) و اتلاف آن (ε)، بکار می‌رود و بصورت زیر تعریف می‌شود :

$$k=\frac{1}{2}(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2}) \qquad (۲-۴۳-۱)$$

$$\varepsilon=\nu_t\overline{(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j})(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j})} \qquad (۲-۴۳-۲)$$

معادلات $\mathbf{k}-\boldsymbol{\varepsilon}$ بصورت زیر تعریف می‌شوند :

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\nabla.(k\bar{V}-\frac{\nu_t}{Pr_k}\nabla k)=\varphi-\varepsilon \tag{۴۴-۲}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\nabla.(\varepsilon\bar{V}-\frac{\nu_t}{Pr_\varepsilon}\nabla \varepsilon)=c_1\varphi\frac{\varepsilon}{k}-c_2\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{۴۵-۲}$$

در روابط فوق ϕ معرف تولید اغتشاش ناشی از تنشهای رینولدز است و از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$\varphi=\nu_t\left\{2\left[(\frac{\partial\bar{u}}{\partial x})^2+(\frac{\partial\bar{v}}{\partial y})^2+(\frac{\partial\bar{w}}{\partial z})^2\right]+\right.$$

$$\left.(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}+\frac{\partial\bar{v}}{\partial x})^2+(\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}+\frac{\partial\bar{w}}{\partial x})^2+(\frac{\partial\bar{w}}{\partial y}+\frac{\partial\bar{v}}{\partial z})^2\right\} \tag{۴۶-۲}$$

مقدار ویسکوزیته توربولانس برحسب k و $\boldsymbol{\varepsilon}$ تعریف می‌شود :

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{۴۷-۲}$$

رابطه اساسی "ویسکوزیته ادی بوزینسک" یا اصطلاحاً " تقریب بوزینسک" به صورت زیر تعریف می شود. استفاده از تقریب بوزینسک برای "محاسبه تنش های آشفتگی در یک سیال تراکم ناپذیر"به امری کاملاً رایج در میان محققین مبدل شده است. رابطه بوزینسک بر پایه این حقیقت بنا شده است که مؤلفه های تنش های رینولدز متناسب با گرادیان های سرعت متوسط می باشند.

$$R_{ij}=\frac{2}{3}K\delta_{ij}-\nu_t(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}) \tag{۴۸-۲}$$

ثابتهای معادلات فوق عبارتند از :

$$C_1=1.44\ ,\ \ C_2=1.92\ ,\ \Pr_k=1,\ \Pr_\varepsilon=1.3, C_\mu=0.09$$

بایستی توجه داشت که مدل $\mathbf{k-\varepsilon}$ نسبت به تغییرات هر چند ناچیز در برخی از این ضرایب (بالاخص در مقادیر C_1 , C_2) بسیار حساس است.

۲-۵-۱-۱- قابلیت های عمومی مدل استاندارد $k - \varepsilon$

همه مدل های آشفته در برخورد با جریان های آشفته، به یک شکل و با یک دقت عمل نمی نمایند؛ بدین منظور لازم است تا قابلیت ها و در عین حال محدودیت های هر یک از مدل های آشفتگی به دقت مورد تجزیه و تحلیل قرار گیرند. یکی از بزرگترین نقاط ضعف مدل استاندارد $K - \varepsilon$ ، فرض "آشفتگی ایزوتروپیک" می باشد؛ هیچ جریانی را نمی توان در طبیعت یافت که دارای خاصیت آشفتگی ایزوتروپیک باشد. با شناخته شدن نقاط ضعف و قوت مدل $K - \varepsilon$ ، در طول چند سال گذشته، بهینه سازی بر روی این مدل و به منظور بهبود کارایی این مدل صورت گرفته است. این مدل بالاخص می تواند در جریان های محصور به دیواره – که در آنها تنش های برشی رینولدز بسیار مهم می باشند – نیز مورد استفاده قرار گیرد. از جمله مهمترین کاربرد های دیگر مدل $K - \varepsilon$ می توان به موارد زیر اشاره نمود :

۱- مدل سازی انحلال ادی در احتراق
۲- محاسبه جریان جابجایی آزاد و جریان های هوا در فضای داخلی ساختمان ها
۳- جریان در یک لوله با انقباض ناگهانی
۴- مدل سازی آتش سوزی در یک اتاق تست
۵- پیش بینی جریان و انتقال حرارت در یک دسته لوله در مبدل های حرارتی
۶- مدل سازی جریان آرام در یک لوله با مقطع دایره ای با تغییرات فشار متناوب (تغییرات تپشی فشار) بین ورودی و خروجی لوله (نظیر جریان درون رگ های بدن، جریان ناشی از امواج القایی پمپ در داخل خطوط انتقال نفت و نیز جریان هوا در داخل " منیفلد " موتور های احتراق داخلی)
۷- مدل سازی پراکندگی آلودگی در داخل هوای جو و در آب دریاچه ها

۸- محاسبه و بررسی نرخ گسترش جت های متقارن محوری در محیط های ساکن

بر خلاف بسیاری از موفقیت های مدل استاندارد $K - \varepsilon$ ، این مدل دارای جواب های نه چندان قوی و معتبر در مبحث جریان های غیر محصور است. از جمله مهم ترین این مدل می توان به موارد زیر اشاره نمود:

۱- ضعف در مدل سازی لایه های برشی ضعیف

۲- ضعف در مدل سازی جریان های پیچشی ، جریان های با کرنش های بسیار بزرگ و سریع ، لایه های مرزی تشکیل شده بر روی سطوح دارای شعاع انحنای کوچک و مسیر های واگرا (مسیر های واقع در معرض گرادیان فشار معکوس) و "جریان های دورانی و چرخشی "

۳- ضعف در مدل سازی جریان های ثانویه در کانال های طویل با مقاطع غیر گرد

۴- ضعف در مدل سازی جریان های کاملا توسعه یافته در کانال های با مقاطع غیر گرد

یکی از بزرگترین نقاط ضعف مدل استاندارد $\mathrm{K} - \varepsilon$ فرض آشفتگی ایزوتروپیک می باشد؛ هیچ جریانی را نمی توان در طبیعت یافت که دارای خاصیت آشفتگی ایزوتروپیک باشد، پیش بینی غلط مدل استاندارد $K - \varepsilon$ در مورد مولفه های نرمال تنش رینولدر در این حقیقت نهفته است که که این مدل تمامی این تنش ها را با یکدیگر برابر و معادل $R_{xx} = R_{yy} = R_{zz} = \frac{2}{3}\mathrm{K}$ محاسبه می نماید، در حالیکه در برخی جریان های مهندسی (در کانال های با مقطع غیر دایره ای) پیش بینی مدل استاندارد کاملاً غلط می باشد.

۲-۵-۲- مدل $k - \omega$

یکی دیگر از روشهای دو معادله‌ای، روش $k-\omega$ [۴۹] است این روش توسط ویل کاکس[1] (۱۹۹۸) ارائه شده و در مسائلی که در آنها جدایش اتفاق می‌افتد دارای دقت بیشتری نسبت به روش $K-\varepsilon$ است معادلات $k-\omega$ بصورت زیر تعریف می‌شوند :

$$\nabla.(k\bar{V}-\frac{\nu_t}{\sigma_k^*}\nabla k)=\varphi-\beta^*\omega k \qquad (۵۰-۲)$$

$$\nabla.(\omega\bar{V}-\frac{\nu_t}{\sigma_\omega^*}\nabla\omega)=\alpha\varphi\frac{\omega}{k}-\beta\omega^2 \qquad (۵۱-۲)$$

در روابط فوق ϕ معرف تولید اغتشاش ناشی از تنشهای رینولدز است و از رابطه ۲-۴۶ بدست می‌آید. مقدار ویسکوزیته توربولانس برحسب k و ω به صورت زیر تعریف می‌شود :

$$\mu_t=\rho\alpha^*\frac{k}{\omega} \quad \text{یا} \quad \mu_t=\rho\frac{C_\mu}{\beta^*}\frac{k}{\omega} \qquad (۵۲-۲)$$

ثابتهای معادلات فوق از روابط زیر بدست می‌آیند :

$$\alpha^*=\frac{\frac{1}{40}+\frac{\mathrm{Re}_T}{6}}{1+\frac{\mathrm{Re}_T}{6}} \qquad (۱-۵۳-۲)$$

$$\beta^*=0.09\frac{5/18+(\mathrm{Re}_T/8)^4}{(1+\mathrm{Re}_T/8)^4} \qquad (۲-۵۳-۲)$$

$$\beta=\frac{3}{40} \qquad (۳-۵۳-۲)$$

همچنین در معادلات ۲-۵۳ عدد رینولدز توربولانس بصورت زیر تعریف می‌شود :

$$\mathrm{Re}_T=\frac{\rho k}{\omega\mu} \qquad (۵۴-۲)$$

1- Wilcox

در جریان های آشفته هموژن، اختلاف اندکی مابین نتایج به دست آمده از مدل های $K-\varepsilon$ و $K-\omega$ مشاهده می شود. بر خلاف این حقیقت که اندازه ω بر روی مرز جامد، تکین می باشد، اما شواهد متعددی در دست است که نشانگر قدرت بالای مدل $K-\omega$ در هنگام انتگرال گیری از معادلات به سمت دیواره می باشد. این مدل نسبت به مدل استاندارد $\mathrm{K}-\varepsilon$ در جریان هایی که شامل "کاهش سرعت" و جدایی ناشی از گرادیان فشار معکوس می باشند، بهتر عمل می نماید. اغلب مدل های$\mathrm{K}-\varepsilon$ از آنجا که از فرضیات رینولدز بالا بودن جریان استفاده می نمایند برای حل معادلات در نواحی نزدیک دیواره با مشکلات عدیده ای مواجه می شوند اما مدل $K-\omega$ را می توان برای پیش بینی تغییرات متغیر های آشفته تا لب دیواره های جامد مورد استفاده قرار داد .

۲-۵-۳- مدل $\mathrm{RNG}\ \mathrm{k}-\varepsilon$

با ظهور نظریه RNG در ریاضیات، محققان زیادی از جمله یاخوت، ارزاگ، گریفیس و بویسان به مطالعه و کار بر روی توانایی این مدل ها در شبیه سازی جریان‌های آشفته پرداختند.

رابطۀ عمومی کلموگرو به طور تجربی برای محدوده وسیعی از جریان های آشفته آزمایش شده و نشان داده است که این قانون در جریان‌های برشی گازها در لایه های مرزی اتمسفر و موج سطح اقیانوس ها، درجریان های هیدرودینامیک و جریان های تحت تاثیر نیروهای غوطه‌وری و فواره‌ها با دقت بسیار خوبی صادق است.

معادلات لازم برای تعیین مشخصات جریان سیال، معادلات بقای جرم و اندازه حرکت می‌باشند. در این روش، τ_{ij} عبارات تنش رینولدز بوده و مطابق زیر تعریف می‌شوند[۵۰]:

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{\acute{u}_i\acute{u}_j} = \mu_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\delta_{ij} \qquad (۲-۵۵)$$

در اینجا برای محاسبه این عبارات از دو مدل مختلف $\mathrm{K}-\varepsilon$ استاندارد و $\mathrm{RNG}\ \mathrm{K}-\varepsilon$ که بر پایه ساختار همگن جریان آشفته بنا نهاده شده‌اند، استفاده شده است. در مدل‌های $\mathrm{K}-\varepsilon$ استاندارد و RNG تانسور تنش های رینولدز با استفاده از معادله (۲-۵۵) به مقادیر متوسط سرعت سیال ارتباط داده

می‌شود، که k نرخ تولید انرژی جنبشی آشفتگی و δ_{ij} دلتای کرونیکر است. ویسکوزیته گردابی μ_t در مدل RNG از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\mu_t = \mu\left[1+\sqrt{\frac{c_{\mu\rho}}{\mu}}\frac{k}{\sqrt{\varepsilon}}\right]^2 \quad (۵۶\text{-}۲)$$

این رابطه بر خلاف سایر مدل های $k-\varepsilon$ برای کنار دیواره هم صادق بوده و نیازی بـه اسـتفاده از مـدل کنار دیوار نیست. معادله (۲-۵۶) برای محاسبه ویسکوزیته گردابی در تمام اعـداد رینولـدز صـادق اسـت. همچنین هر کدام از عبارت های انرژی جنبشی آشفتگی و نرخ اتلاف آن، از حل یک معادلـه دیفرانسـیل مجزا محاسبه می‌گردند. این معادلات عبارتند از[۵۱]:

$$\rho u_i\frac{\partial k}{\partial x^i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha_k\mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+p-\rho\varepsilon \quad (۵۷\text{-}۲)$$

$$\rho u_i\frac{\partial \varepsilon}{\partial x^i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha_\varepsilon\,\mu_{eff}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right)+c_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}P-c_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}-R \quad (۵۸\text{-}۲)$$

در این معادلات فرض می‌شود $\alpha_k=\alpha_\varepsilon$، همچنین P (تولید انرژی جنبشی آشفتگی) و R (وابسته به نرخ کرنش) به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$P=\frac{1}{2}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (۵۹\text{-}۲)$$

$$R=2\frac{\mu}{\rho}S_{ij}\,\overline{\frac{\partial \acute{u}_i\partial \acute{u}_i}{\partial x_i\partial x_j}} \quad (۶۰\text{-}۲)$$

$$S_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (۶۱\text{-}۲)$$

$$\mu_{eff}=\mu+\mu_t \quad (۶۲\text{-}۲)$$

مقادیر ثابت های معادلات فوق به صورت زیر می باشد:[۵۲]

$$C_{1\varepsilon}=1.42\ \ ,C_{2\varepsilon}=1.68\ \ ,\ \Pr_k=0.7194,\ \Pr_\varepsilon=0.7194, C_D=0.1567$$

۲-۵-۳-۱- بررسی ویژگی‌های مدل *RNG k-ε*

هر چند که در دو مدل استاندارد و $\mathrm{RNG}\ k-\varepsilon$ شکل کلی معادلات تولیـد و اتـلاف انـرژی مشـابه می‌باشند، ولی تفاوت‌های اصولی زیر قابل مشاهده است:

۱- در RNG ضرایب معادلات تولید و اتلاف انرژی کاملاً از طریق محاسبه به دست مـی آینـد و پایـهٔ تجربی ندارند.

۲- در حل جریان کنار دیواره ، مدل RNG نیازی به مدل‌های کمکی، مانند قانون کنار دیواره، ندارد.

۳- با افزایش عدد رینولدز، نزدیکی نتایج RNG با نتایج آزمایشگاهی بیشتر می‌شود.

۴- مدل RNG K-ε، با اضافه نمودن عبارت R در معادله **ε**، دقت حل جریانهای با ساختار آشـفتگی غیر همگن را افزایش می‌دهد. عبارت R به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$R = \rho \frac{C_\mu \eta^3 (1-{}^{\eta}/_{\eta_0})}{1+\beta\eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (۶۳-۲)$$

که در آن:

$$\eta = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon} \qquad (۶۴-۲)$$

و مقادیر ثابت آن برابر است با:

$$\beta = 0.011 \ to \ 0.015, \ \eta_0 = 4.38$$

۵-محاسبه عدد پرانتل مؤثر معکوس: اعداد پرانتل مؤثر معکوس α_k و α_ε به صـورت تحلیلـی در مـدل RNG k-ε به دست می آیند و در محدوده اعداد رینولدز بالا عبارتند از:

$$\alpha_K = \alpha_\varepsilon \approx 1.3929 \ \left({}^{\mu_{mol}}/_{\mu_{eff}} \ll 1 \right) \qquad (۶۵-۲)$$

روش RNG ، عدد معکوس پرانتل را برای انرژی آشفتگی و نرخ اتلاف انرژی آن برابـر و بـه عنـوان تابعی از نسبت ویسکوزیته مولی به موثر فرض نموده است، در حالی که سـایر مـدل‌هـای آشـفتگی غالبـاً پارامترهای یاد شده را ثابت فرض می کنند. از این رو، در حل عددی در فرآیند تکـرار مـی‌بایسـت در هـر مرحله مقادیر اعداد معکوس پرانتل در نقاط مختلف جریان محاسبه گردد.

نتایج برای جریان های با اعداد چرخش کم و متوسط، نشان دهنـده دقـت زیـاد مـدل RNG نسـبت بـه مدل **k − ε** و همگرائی سریع تر و حجم کمتر محاسـبات نسـبت بـه مـدل تـنش رینولـدز مـی‌باشـد. همچنین دیده می‌شود که در اعداد چرخشی بالا دقت مدل هـای اسـتاندارد و RNG نسـبت بـه نتـایج

آزمایشگاهی کاهش زیاد می یابد.

۲-۵-۴- روش LES

با توجه به مدل های آشفتگی که در قسمت های قبل توضیح داده شد، روش استفاده شده در تحقیق حاضر روش LES می باشد.

در LESحرکت های آشفته سه بعدی بزرگتر مستقیماً نشان داده می شوند، و حرکت های مقیاس کوچکتر، مدل می شوند. لذا تأثیر مدل سازی مقیاس های کوچک در این روش از اهمیت کمتری برخوردار است. از آنجا که LES با مقیاس های بزرگ سروکار دارد، لذا می تواند با استفاده از شبکه بندی بزرگ، نتایج قابل مقایسه ای را نسبت به DNS به دست می دهد، در حالیکه DNS از LES بسیار پرهزینه تر است. از نظر ماهیت محاسبات LES بین مدل های تنش رینولدز و DNS قرار دارد و محدودیت های هر کدام از این روش ها را از بین می برد. به خاطر اینکه حرکت های مقیاس بزرگتر را صریحاً نشان می دهد، LES نتایج معتبرتر و دقیق تری را نسبت به مدل های تنش رینولدز نشان می دهد به خصوص برای جریان هایی که مقیاس های بزرگ مهم است، مانند جریان از روی اجسام برآمده که شامل پدیده جدایی و تشکیل گردابه هاست.

هزینه محاسبات DNS بالاست و با مکعب عدد رینولدز افزایش می یابد، بنابر این DNS برای جریان های دارای عدد رینولدز بالا اجرانشدنی است. تقریباً همه کارهای محاسباتی در روش DNS به حرکات کوچکتر و ساده مربوط می شود. در حالیکه انرژی و غیر ایزوتروپی بودن جریان، بطور برجسته شامل مقیاس های بزرگتر می شود. در LES دینامیک حرکت های مقیاس های بزرگ (که به خاطر هندسه جریان ایجاد می شود) صریحاً محاسبه می شوند، تأثیر مقیاس های کوچکتر (که تقریباً یک پارامتر کلی است) با مدل های ساده نشان داده می شوند. بنابر این در روش DNS حرکت های مقیاس کوچکتر با هزینه بالایی انجام می شوند.

استفاده از روش LES به اوایل دهه ۷۰ میلادی بازمی گردد. در سال ۱۹۷۰ دیردف برای اولین بار مقیاس های سرعت و دما را در لایه مرزی به صورت سه بعدی شبیه سازی کرد [۲۳]. در روش گردابه

های بزرگ (LES) تفاوت مدل سازی های مختلف، در نحوه محاسبه ضریب اسماگورینسکی (C_S) در به دست آوردن جمله تنش های رینولدز است که بر اثر اعمال فیلتر در معادلات حاکم به وجود می آید.

چهار گام مفهومی در روش LES وجود دارد: [۵۳]

۱- عملیات فیلتر کردن که به صورت تجزیه سرعت $U(x,t)$ به جمع یک مؤلفه فیلتر شده $\overline{U}(x,t)$ و یک مؤلفه SGS یا مقیاس زیرشبکه $\acute{u}(x,t)$ تعریف می شود. ناحیه سرعت فیلتر شده $\overline{U}(x,t)$ -که سه بعدی و وابسته به زمان است- حرکت گردابه های بزرگ را نشان می دهد.

۲- معادلات برای تکامل ناحیه سرعت فیلتر شده، از معادلات ناویر استوکس نتیجه می شوند. این معادلات با معادله ممنتوم شامل تنسور تنش رینولدز از فرم استاندارد هستند که این تنش ها از حرکت های جرئی ناشی می شوند.

۳- مدل سازی با مدل کردن تنسور تنش باقیمانده (رینولدز) به سادگی بوسیله یک مدل گردابه ویسکوزیته به دست می آید.

۴- معادلات فیلتر شده مدل برای $\overline{U}(x,t)$ به صورت عددی حل می شوند که یک تقریب برای حرکات مقیاس بزرگتر برای فهم بهتر جریان آشفته را فراهم می کند.

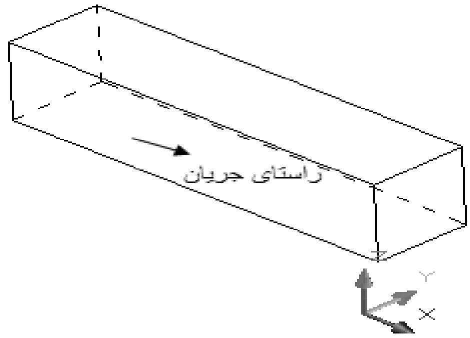
۲-۵-۴-۱معادلات حاکم

در شبیه سازی عددی سه بعدی جریان آشفته سیالات با توجه به مقیاس شبکه بندی، حجم محاسبات به شدت افزیش می یابد. معادلات بی بعد برای بقاء جرم و ممنتوم برای یک جریان کاملاً توسعه یافته تراکم ناپذیر در یک کانال غیر مدور به صورت زیر نوشته می شود: [۴۵]

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \qquad (۲-۶۶-۱)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_i\, u_j \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re}\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \qquad (۲-۶۶-۲)$$

شاخص $i = ۳،۲،۱$ به ترتیب به جهات x, y, z اشاره دارد. در اینجا x در راستای جریان و z, y جهات متقاطع با x هستند. شماتیک هندسه کانال ها و سیستم مختصات در شکل (۲-۴) نشان داده شده است.



شکل ۲-۴- شماتیک هندسه کانال و سیستم مختصات

محیط مقطع) و سرعت P سطح مقطع و A ، $\left(d_b = \frac{4A}{P}\right)$ معادلات بوسیله قطر هیدرولیکی مقطع

هم ویسکوزیته سینماتیکی است. ν سرعت در ورودی در لحظه صفر، بی بعد شده اند. (U_b)مشخصه

بر اساس سرعت مشخصه در ورودی در لحظه صفر و قطر هیدرولیکی $\left(= {U_b d_b}/{\nu}\right)$ Reعدد رینولدز

از فشار کلی جدا می)xمقطع است. در نوشتن این معادلات فشار محرک متوسط در راستای جریان (

فرض می شود که گرادیان صفر است . y,zشود (متوسط + نوسانی) و در معادله ممنتوم در راستای

باید با اعمال فیلتر بر روی این معادلات، مقیاس های کوچک LES برای حل معادلات حاکم به روش

به یک u_iرا از مقیاس های بزرگ جدا کرد. لذا در این روش همانطور که قبلاً توضیح داده شد، سرعت

با بکار بردن یک اپراتور فیلتر شده تجزیه می شود . u_i' و یک مؤلفه زیر شبکه[1] $\overline{u_i}$مولفه مقیاس بزرگ

قسمت حل نشده است ، بوسیله رابطه زیر f' که $\bar{f}\ (= f - f')$ ، مقدار فیلتر شده fبرای هر متغیر

تعریف می شود : [۵۴]

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3, t) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left(\prod_{i=1}^{3} G_i(x_i - x_i')\right) \times f(x_1', x_2', x_3', t)\, dx_1' dx_2'\, dx_3' \qquad (۶۷\text{-}۲)$$

$G_i\left(x_i - x_i'\right)$ تابع فیلتر است که رابطه زیر را ارضا می کند :

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} \left(\prod_{i=1}^{3} G_i(x_i - x_i')\right) dx_1' dx_2' dx_3' = 1 \qquad (۶۸\text{-}۲)$$

1-subgrid

خواص تابع فیلتر عبارتند از :

$$G(x) = G(-x)$$

$$\oint G(s)ds = 1 \qquad (۶۹\text{-}۲)$$

$$\bar{f} = f$$

در معادله (۲-۶۹) f تابع ثابتی است.

ناحیه باقیمانده[۱] به صورت رابطه مقابل تعریف می شود :

$$\acute{u}(x,t) \equiv U(x,t) - \bar{U}(x,t) \qquad (۷۰\text{-}۲)$$

بنابر این ناحیه سرعت تجزیه می شود به صورت :

$$U(x,t) = \bar{U}(x,t) + \acute{u}(x,t) \qquad (۷۱\text{-}۲)$$

و سرعت نوسانی فیلتر شده صفر نمی باشد.

$$\bar{\acute{u}}(x,t) \neq 0 \qquad (۷۱\text{-}۲)$$

بعد از بکاربردن عملیات فیلتر کردن، معادلات ممنتوم و پیوستگی به صورت زیر در می آیند :

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \ , \qquad (۷۲\text{-}۲)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j}\right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re}\frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \qquad (۷۳\text{-}۲)$$

این معادلات انتقال سرعت فیلتر شده را (مطابق با مقیاس های طولی) نشان می دهند . سه ترم غیر خطی آخر با یکدیگر تنش های رینولدز (زیر شبکه) را تشکیل می دهند، که باید مدل سازی شوند Q_{ij}:

2-residual

$$Q_{ij} = -\left(\overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j}\right) \qquad (۷۴-۲)$$

در روش LES برای مدل سازی کردن تنش رینولدز، روش های مختلفی وجود دارد که بر دو روش زیر متکی است :

مدل های لزجت گردابه ای[1]

مدل های میدان ترکیبی[2]

مدل های SM[3]، DSM[4] وLDSM[5]، همگی در راستای تخمین بهتر جمله تنش رینولدز بوده و بر مبنای مدل های لزجت گردابه ای بنا شده اند.

در این تحقیق از روش SM برای مدل سازی تنش های رینولدز استفاده شده است. این مدل در سال ۱۹۶۳ مطرح شد و هنوز به صورت گسترده ای از آن استفاده می شود [۵۵]. در این مدل مانند بسیاری از مدل های رایج SGS، از مفهوم لزجت گردابه ای استفاده می شود و قسمت بدون فشار عمودی تنش های SGS قسمت اول (معادله ۲-۷۵) را به تانسور نرخ کرنش S_{ij} بخش حل شده میدان سرعت ارتباط می دهد.

به منظور اینکه تنش های زیر شبکه (SGS) با اختصار بالا سازگار باشد $(i = j)$ یک متغیر جدید τ_{ij} که تنسور تنش باقیمانده غیر ایزوتروپ است به صورت زیرتعریف می شود [۵۶] :

$$\tau_{ij} = Q_{ij} - \frac{1}{3} Q_{kk} \delta_{ij} \qquad (۷۵-۲)$$

تنش ایزوتروپ باقیمانده، شامل فشار فیلتر شده اصلاح شده به صورت زیر می باشد. [۵۶] :

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{1}{3} Q_{kk} \qquad (۷۶-۲)$$

1 -Eddy Viscosity Models
2 -Synthetic Field Models
3 - Smagorinsky Models
4 -Dynamic Smagorinsky Models
5 -Localized Dynamic Smagorinsky Models

تنش های مقیاس زیر شبکه با استفاده از مدل ویسکوزیته ادی اسماگورینسکی حل می شوند که در زیر داده شده است[۵۵] :

$$\tau_{ij} = 2\nu_{sgs}S_{ij}\ ,\ \ S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right),\nu_{sgs} = l^2\sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \qquad (۷۷-۲)$$

که $\mathrm{S_{ij}}$ تنسور نرخ کرنش، ν_{sgs} ویسکوزیته ادی مقیاس حل نشده و l مشخصه مقیاس طول حل نشده که متناسب با عرض فیلتر است.

$$\mathrm{l} = \mathrm{C_s}\ (\Delta_\mathrm{x}\Delta_\mathrm{y}\Delta_\mathrm{z})^{\frac{1}{3}} \qquad (۷۸-۲)$$

$\mathrm{C_s}$ ثابت اسماگورینسکی، و $\Delta_\mathrm{x}\Delta_\mathrm{y}\Delta_\mathrm{z}$ عرض های فیلتر به ترتیب در راستای $x\ ,y\ ,z$ هستند.

بنابر این با استفاده از معادلات (۲-۷۳) تا (۲-۷۸) و با جایگزین $\overline{\bar{u}_i\bar{u}_j}$ به جای $\bar{u}_i\bar{u}_j$، معادله ممنتوم به فرم زیر در می آید :

$$\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{u}_i\bar{u}_j\right) = -\frac{\partial\bar{P}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{1}{Re}+\nu_{sgs}\right)\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}\right]+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu_{sgs}\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right)$$

(۷۹-۲)

در این تحقیق مقدار ثابت اسماگورینسکی، (C_s) مساوی ۰.۱۶۶۷ است [۵۶]، طبق رابطه (۲-۸۰) وابسته به دو پارامتر C_e و C_k است و برای کانال های باز این مقدار کمتر است. محدوده $0.065 < C_\mathrm{s} < 0.2$ می باشد[۵۶].

$$C_s = (\ C_k^3/C_e)^{\frac{1}{4}} \qquad (۸۰-۲)$$

۲-۶- شرایط مرزی

بطورکلی مرزهای فیزیکی که در آن شرایط مرزی کلی موردنیاز است و یا مقادیر متغیر وابسته به عنوان بخشی از جوابها باید معلوم شوند به پنج دسته تقسیم می‌شوند، این پنج دسته عبارتند از : سطح بدنه، فواصل بسیار دور، خط تقارن (یا سطح تقارن در حالت سه بعدی)، جریان ورودی و جریان خروجی.

تشخیص و تبیین شرایط مرزی، فیزیکی یا عددی در امتداد مرزهای مختلف بطورکلی مشکل است. تعیین شرایط مرزی برای معادلات ناویر- استوکس تراکم‌ناپذیر نیز از این قاعده جدا نیست.

البته شرایط فیزیکی معمولاً نتایجی را در مورد شرایط مرزی می‌دهد که اعمال برخی از آنها نسبتاً ساده است. به عنوان مثال بر روی یک سطح جامد از شرط عدم لغزشی برای تعیین شرط مرزی سرعت استفاده می‌کنیم. در هر حال تعیین شرط مرزی برای مؤلفه‌های سرعت در ورودی، خروجی و فواصل دور معمولاً سر راست نیست. بدیهی است که روند تعیین شرایط مرزی بطور گسترده‌ای تابع شرایط فیزیکی و قلمرو مسأله موردنظر است. مثلاً اگر مرز دوردست را واقعاً دور از بدنه که تمام فعالیتهای جریان در حوالی آن روی می‌دهد در نظر بگیریم، شرایط جریان آزاد را می‌توان برای آن مرز به کار برد. در حالیکه اگر مرز فواصل دور را نزدیک به سطح بدنه که فعالیتها در آن انجام می‌شوند، در نظر بگیریم، بسته به علامت مؤلفه‌های عمودی سرعت آن را به عنوان مرز ورودی یا خروجی در نظر می‌گیریم.

در صورتیکه شرایط مرزی ورودی و خروجی را اعمال کنیم، دو عامل عمده را باید در نظر بگیریم. اولاً، سرعت و یا فشار در خروجی مجهولند و با پیشروی حل عمومی باید آنها را مشخص کرد. ثانیاً، به علت تأثیر جوابهای داخل شبکه حل در ورودی یا فواصل دور (اگرآنها را هم ورودی تلقی کنیم)، ممکن است که تجدید مقادیر مرزی موردنیاز باشد.

البته این عوامل به علت پدیده فیزیکی انتشار علائم است یعنی در جریان تراکم‌ناپذیر اغتشاش ها در تمام جهت ها منتشر می‌شوند. بنابراین تعیین شرایط مرزی بستگی زیادی به شرایط مسأله مورد مطالعه دارد. یعنی به چگونگی موقعیت مرزهای ورودی، خروجی و مرزهای دور دست نسبت به محلهایی که در آنها تغییرات خواص سیال روی می‌دهند، بستگی دارد. در این تحقیق شرط مرزی فشار در ورودی شرط مرزی نیومن و در خروجی سیال به اتمسفر تخلیه می شود. شرط مرزی سرعت در ورودی شرط مرزی دیریکله و در خروجی همواره خروجی بر ورودی منطبق می شودکه یک کانال به طول بینهایت داشته باشیم و در نتیجه جریان آشفته به حالت توسعه یافته برسد.

۲-۶-۱- شرایط مرزی در دیواره‌های جامد

مدل سازی نواحی نزدیک به دیواره به شدت به صحت و سقم نتایج به دست آمده از شبیه سازی عددی تأثیر می گذارد، تا آنجایی که می توان دیواره ها را منبع اصلی ایجاد "ورتیسیتی متوسط[1]" و نیز منبع اصلی تولید آشفتگی در جریان های محصور به دیواره نام برد. با توجه به معادلات حاکم در می‌یابیم که در این معادلات، مؤلفه‌های سرعت در دستگاه مختصات) تعریف شده‌اند بنابراین به سادگی می‌توان بر روی دیواره‌های جامد، شرط عدم لغزش را برای تمامی مؤلفه‌های سرعت اعمال کرد .(u=v=w=0)

هرچند اعمال شرط مرزی برای فشار نسبتاً دشوار است ولی در روی سطوح جامد دیوار، شرط عدم لغزش روی دیوار یعنی گرادیان صفر در نظر گرفته شده است.

در این تحقیق برای محاسبه تنش های رینولدز توربولانس از روش LES استفاده شده است، متغیر دیگر ν_{sgs} است و در ورودی و خروجی و روی دیوار ، از شرط مرزی نیومن (گرادیان صفر) استفاده شده است.

1-Mean Vorticity

فصل سوم

روش عددی

۳-۱- مقدمه

همانطور که در فصول قبل اشاره شد LES روشی ریاضی است که با اعمال فیلتر بر روی معادلات ناویر-استوکس و ارائه مدل های مختلف SGS نقش خود را کامل تر کرده است. با این حال برای حل معادلات حاکم (فیلتر شده) به یک روش عددی نیاز است. روش عددی استفاده شده حجم محدود (FV) [۱] می باشد که با استفاده از نرم افزار OpenFOAM انجام شده است.

گسسته سازی معادلات حاکم بر جریان بر پایه روش حجم محدود (FV) می‌باشد که در آن میدان‌های فشار و سرعت با روش جداسازی متغیرها بدست می‌آیند. برای حل مقرون به صرفه معادلات غیر خطی کوپل شده، از روش تکرار عددی استفاده شده است. برای این منظور، از نرم افزار OpenFOAM حل کننده PISO و الگوریتم PISO[۲] بهره گرفته شده است. لازم به ذکر است که می‌توان تمامی معادلات حاکم بر جریان را به صورت فرم کلی رابطه (۳-۱) بیان نمود[۵۷].

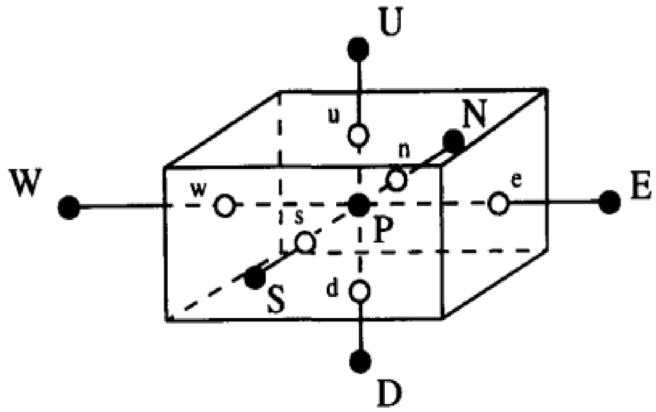
$$\frac{\partial}{\partial t}(A\varphi) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(Au_j\varphi\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma\frac{\partial \varphi}{\partial x_j}) + S_\varphi \qquad (۳-۱)$$

در این رابطه، $\emptyset$ متغیر کاری است که می‌تواند یک مؤلفه از یک بردار یا تانسور و حتی یک مقدار ثابت باشد. ضرایب Γ , A معانی متفاوتی برای متغیرهای کاری مختلف با خود به همراه دارد. عبارت S_ϕ جمله چشمه است که تعریف آن در معادلات مختلف متفاوت می‌باشد. این پارامترها در معادله پیوستگی به صورت $\phi = 1, A = 1, S_\emptyset = 0$، در معادله مومنتوم به صورت $\emptyset = u_i, A = 1, \Gamma = 1$ تعریف می‌شود. از معادله (۳-۱) بر روی المان حجم محدود P (شکل۳-۱) در هر گام زمانی حل انتگرال‌گیری می شود، سپس با استفاده از قضیه دایورژانس، رابطه (۳-۲) حاصل می‌شود.

$$A\frac{\Delta V}{\delta t}\left(\varphi_p - \varphi_p^n\right) + \int(Au_j\,\varphi - \Gamma\,\frac{\partial\varphi}{\partial x_j})n_j dA \;= \bar{S}_\varphi \qquad (۳-۲)$$

1- Finite volume
2- Pressure-Implicit with Splitting of Operator

در رابطه بالا، اندیس P معرف نقاط شبکه محاسباتی، بالانویس n مقدار محاسبه شده در زمان n، $\bar{S}_\phi$ انتگرال حجم جمله چشمه S_ϕ می‌باشد.



شکل۳-۱ المان حجم محدود برای گره P

معادله (۳-۲) را می توان به صورت رابطه (۳-۳) خطی سازی نمود.

$$\bar{S}_\varphi = \int_{\Delta\varphi} S_\varphi \, dV = \bar{S_c} + \bar{S}_p \varphi_p \qquad (۳-۳)$$

در معادله (۳-۳)، $\bar{S}_c$ قسمتی از $\bar{S}_\phi$ می‌باشد که به طور صریح وابسته به $\emptyset$ نیست و $\bar{S}_p$ ضریبی از ϕ_p می‌باشد که پایداری عددی دستگاه معادلات حاصل از گسسته سازی را بهبود می‌دهد. دستگاه معادلات گسسته شده نهایی که رابطه بین ϕ_p و نقطه همسایه آن را بر قرار می‌کند، برای هر المان حجم محدود به صورت زیر حاصل می‌شود.

$$a_p \varphi_p = \sum a_{nb} \varphi_{rb} + \bar{S_c} + a_p^0 \varphi_p^n \qquad (۱-۴-۳)$$

$$a_p^0 = A \frac{\Delta V}{\delta t} \quad , \quad a_p = \sum_{nb} a_{nb} + a_p^0 - \bar{S}_p \qquad (۲-۴-۳)$$

روند مورد استفاده در حل مساله را می‌توان به چهار مرحله زیر خلاصه نمود.

۱. با قرار دادن میدان‌های اولیه برای سرعت U ، فشار p و تنش τ، به صورت صریح، گرادیان فشار و دیورژانس تنش محاسبه می‌شود. در نتیجه، معادله مومنتوم به صورت ضمنی برای هر یک از مولفه‌های بردار سرعت حل می‌شود. و میدان سرعت U^* جدید تخمین زده می‌شود.

۲. با مقدار جدید U^*، میدان فشار p^* تخمین زده می‌شود .در نتیجه سرعت تصحیح شده، و میدان سرعت جدید U^{**} معادله پیوستگی را ارضا می‌کند. در این مرحله، از الگوریتم PISO ، برای بدست آوردن p^* و U^{**} استفاده می‌شود.

۳. با داشتن میدان سرعت تصحیح شده U^{**}، تخمین جدید برای میدان تنش τ^* با استفاده از حل معادله ساختاری حاصل می‌شود.

مراحل ۱ تا ۳ به صورت بازگشتی در هر گام زمانی حل برای ایجاد دقت بیشتر در جریان ناپایا تکرار می‌گردد. مقادیر U^{**} وp^* وτ^* جایگزین مقادیر u و p و τ اولیه می‌شود.

۳-۲- الگوریتم PISO

این الگوریتم به جای حل همزمان تمام معادلات از یک روش مداوم تکرارشونده، استفاده می کند. PISO عملگرها را به یک عملگر ضمنی و چندین گام تصحیح کننده صریح تقسیم بندی می کند. این روش اگرچه به عنوان یک تکرار نیست و گام های تصحیح کمی نیاز است که دقت لازم به دست آید. در هر گام زمانی با buoyantBoussinesq PisoFoam سرعت و دما پیش بینی می شوند، و سپس فشار و سرعت تصحیح می شوند. الیویرا[۱] و ایسا[۲] تصحیح دما برای جریان تراکم ناپذیر را با استفاده از تخمین Boussinesq [۵۸] پیشنهاد کردند.

از آنجایی که ممکن است واقعاً جریان به خاطر تخمین Boussinesq استفاده شده، تراکم ناپذیر نباشد بیشترین اختلاف دما در یک مسئله برای این حل کننده کوچک است و نیاز به تصحیح ندارد.

1- Oliveira
2- Issa

در اینجا الگوریتم PISO برای سادگی و فهم بیشتر، برای یک جریان یک بعدی در راستای x، که نیروی گرانش در این راستا عمل می کند، استفاده می شود. در اینجا u می تواند در روش LES یا RANS بوسیله $\bar{u}$ جایگزین شود. بنابر این معادله ممنتوم به صورت زیر ساده می شود :

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(uu)=-\frac{\partial p}{\partial x}+\rho_k g \qquad (۵\text{-}۳)$$

۳-۲-۱- پیش بینی کننده[1]

به عنوان یک مثال، اگر گام زمانی ضمنی اویلر با درون یابی خطی مقادیر برای سلول و خطی سازی ترم انتقال استفاده شود و سرعت انتقال به فرم گام زمانی قدیمی n به کار رود (این رفتار ترم انتقال همان است که در OpenFOAM مطابق با نیلسون[2] [۵۹] است) فرم معادله پیش بینی کننده سرعت ضمنی معادله (۳-۵) به صورت زیر خواهد بود :

$$\left[\frac{1}{\Delta t}+\left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}}-u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)\right]\Delta V u_i^* + \left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)\Delta V u_{i+1}^* - \left(\frac{u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)\Delta V u_{i-1}^* = \qquad (۶\text{-}۳)$$

$$\frac{u_i^n}{\Delta t}\Delta V-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)\Big|_i^n \Delta V+(\rho_k g)|_i^n\Delta V$$

که مقادیر پیش بینی شده در معادله بالا بوسیله * مشخص شدند. توجه کنید که فشار از زمان قبلی n آورده می شود که هنوز نامعلوم است، معادله (۳-۶) در واقع همان چیزی است که در `UEqn.H` حل می شود. اگر چه حجم های سلول ΔV باید مطابق زیر تقسیم شوند تا ماتریس های ضریب صحیح و بردار هایی به دست آیند که در قسمت گام تصحیح کننده استفاده می شوند.

$$\left[\frac{1}{\Delta t}+\left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}}-u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)\right]u_i^* + \left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)u_{i+1}^* - \left(\frac{u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)u_{i-1}^* = \frac{u_i^n}{\Delta t}-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)\Big|_i^n+(\rho_k g)|_i^n$$

(۳-۷)

در حل فرم بردار، این می شود (که بردار به بردار حل u_i^* در تمام نقاط i اشاره دارد) :

$$Cu^*=r-\nabla p^n+\rho_k g^n \qquad (۸\text{-}۳)$$

1-Predictor
2- Nilsson

در این رابطه C آرایه ضریب است که در u^* ضرب می شود و r سمت راست ترم صریح است که شامل گرادیان فشار است. به خاطر ویسکوزیته و ترم تنش آشفتگی ماتریس ضریب C اصلاح می شود و فرم کلی معادله بردار ماتریس تغییر نخواهد کرد. این معادله تغییر می کند به :

$$Au^* + \acute{H}u^* = r - \nabla p^n + \rho_k g^n \tag{۳-۹}$$

که A ماتریس قطری C و $\acute{H}$ ماتریس غیر قطری A می باشد (به عبارت دیگر $A + H \acute{=} C$. با استفاده از یک حل کننده ماتریس، معادله (۳-۹) می تواند به آسانی برای سرعت پیش بینی شده u^* حل شود. معادله (۳-۹) کلیتی از چیزی است که در طی گام پیش بینی سرعت *buoyantBoussinesqPisoFoam* حل می شود.

۳-۲-۲ تصحیح کننده[1]

تصحیح کننده سرعت صریح به صورت معادله (۳-۱۰) نوشته می شود :

$$\left[\frac{1}{\Delta t} + \left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}} - u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right)\right] u_i^{**} + \left(\frac{u^n_{i+\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right) u^*_{i+1} - \left(\frac{u^n_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta x}\right) u^*_{i-1} = \frac{u_i^n}{\Delta t} - \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)\Big|_i^* + (\rho_k g)|_i^n$$

(۳-۱۰)

در اینجا، در ابتدا سرعت تصحیح شده u^{**} از سرعت پیش بینی شده u^* و سرعت قدیمی u^n و فشار تصحیح شده p^* حل می شود. مسئله این است که فشار تصحیح شده هم اکنون نامعلوم است، فقط فشار قدیمی معلوم است. مانند معادله (۳-۹) معادله (۳-۱۰) می تواند به فرم ماتریس برداری بیان شود به صورت :

$$Au^{**} + \acute{H}u^* = r - \nabla p^* + \rho_k g^n \tag{۳-۱۱}$$

با معرفی $H = r - \acute{H}u^*$ و معکوس A (از آنجایی که قطری است)، معادله (۳-۱۱) می شود :

$$u^{**} = A^{-1}H - A^{-1}\nabla p^* + A^{-1}\rho_k g^n \tag{۳-۱۲}$$

1-Corrector

نقطه گام تصحیح کننده قرار است که ناحیه سرعت تصحیح شده را بسازد. بنابر این به کار بردن دیورژانس معادله (۳-۱۲) و با توجه به اینکه $\nabla u^{**} = 0$ معادله پواسون برای اولین فشار تصحیح شده مطابق زیر خواهد بود:

$$\nabla^2(A^{-1}p^*) = \nabla.(A^{-1}H + A^{-1}\rho_k g^n) \tag{۳-۱۳}$$

با اولین فشار تصحیح شده p^*، معادله (۳-۱۲) می تواند برای سرعت تصحیح شده u^{**} حل شود.

گام های بعدی تصحیح می توانند با استفاده از همان ماتریس A و H حل شوند. برای نمونه گام تصحیح دوم شامل معادلات (۳-۱۴) و (۳-۱۵) خواهد بود :

$$\nabla^2(A^{-1}p^{**}) = \nabla.(A^{-1}H + A^{-1}\rho_k g^n) \tag{۳-۱۴}$$

$$u^{***} = A^{-1}H - A^{-1}\nabla p^{**} + A^{-1}\rho_k g^n \tag{۳-۱۵}$$

که p^{**} و u^{***} فشار تصحیح شده دوم و سرعت هستند. معادله (۳-۱۲) و (۳-۱۳) یک حالت کلی از چیزی است که در طی گام تصحیح کننده در *buoyantBoussinesqPisoFoam* حل می شود.

در این مثال، گام ضمنی اویلر مرتبه اول با درون یابی خطی مرتبه دوم استفاده شده است. این روش با فرم های دیگر گام زمانی ضمنی مثل کرانک نیکولسون یا گام به عقب مرتبه دوم و روش های میان یابی قابل اجراست. ایسا [۶۰] بیان می کند که اگر یک روش گام زمانی دقیق مرتبه دوم استفاده شود، سپس سه گام تصحیح کننده استفاده می شود که خطا را به خاطر الگوریتم PISO به مرتبه دوم کاهش دهد.

۳-۳- نرم‌افزار OpenFOAM چیست؟

در این تحقیق برای حل جریان از نرم‌افزار OpenFOAM که نرم‌افزاری توانمند و رایگان برای مدلسازی جریان سیال و انتقال حرارت در هندسه های پیچیده می باشد، استفاده می‌شود. این نرم افزار با حل عددی به روش حجم محدود[1] امکان تحلیل مسائل مختلف با هندسه های گوناگون را به کاربر می دهد. OpenFOAM به زبان C++ نوشته شده است و از تمامی قابلیت‌های این زبان بهره می‌برد. اطلاعات بیشتر در زمینه نرم‌افزار OpenFOAM در پیوست الف آورده شده است.

1- Finite Volume Method

OpenFOAM به چند دلیل برای این تحقیق انتخاب شد. اول این که این نرم‌افزار رایگان و تحت قوانین استفاده عمومی نسخه سوم[1] قرار دارد. دوم این که با توجه به متن‌باز بودن نرم‌افزار امکان نوشتن و ویرایش کدها براساس نیاز کاربر وجود دارد. برای این کار، کاربر می‌تواند از کتابخانه‌ها و توابع آماده موجود در نرم‌افزار استفاده کند. البته یادگیری چگونگی نوشتن کد و استفاده از این توابع اندکی زمانبر می‌باشد و آشنایی کاربر را با برنامه نویسی پیشرفته زبان C++ را می‌طلبد.

در این تحقیق از نسخه 1.7.0 نرم‌افزار استفاده شده است. [۶۱]

۳-۳-۱- معرفی نرم‌افزار OpenFOAM

امروزه با پیچیده تر شدن مسائل مورد بررسی در مکانیک سیالات و هزینه زیاد و شرایط سخت آزمایشات تجربی برای حل این مسائل، و همچنین پیشرفت کامپیوترها و افزایش قدرت محاسباتی آن ها، روش های محاسباتی در حل معادلات بیش از پیش مورد توجه قرار گرفته اند. استفاده از این روش های محاسباتی مستلزم وجود کدهایی برای حل معادلات سیال در شرایط مختلف می باشد. این کد می‌تواند توسط شخص نوشته شود که البته کاری پر زحمت و زمان بر می‌باشد و یا به صورت آماده در نرم افزار های تجاری موجود مانند Fluent و CFX باشد. این نرم افزارها بسیار ساده‌تر، جامع‌تر از کدهای نوشته شده توسط اشخاص می‌باشند و تقریبا تمامی مباحث اصلی در مکانیک سیالات را پوشش می‌دهند. با این حال قیمت تمام شده نسخه اصلی این نرم افزارها بسیار بالاست و به همین دلیل تنها نسخه قفل‌شکسته آن‌ها موجود می‌باشد که در نتیجه تهیه مقالات با استفاده از این نرم‌افزارها را ناممکن می‌سازد. همچنین این نرم‌افزارها دارای کدهای مشخص و ثابتی هستند که کاربر قادر به رویت و تغییر آنها نمی‌باشد. این محدودیت، در مسائل خاصی که کاربر مایل به اضافه کردن قسمتی جدید در مدل‌های موجود است، بیشتر به چشم می‌آید. در سال های اخیر نرم‌افزارهای دیگری از این قبیل به صورت رایگان و متن باز عرضه شده‌اند. این نرم افزار ها بدلیل متن باز بودن به سرعت در حال گسترش‌اند و البته گسترش-

1- (GPL) General Public License

دهندگان این قبیل نرم‌افزارها متعلق به شرکت و یا کمپانی خاصی نیستند، بلکه توسط تمامی اشخاص متخصص در سراسر جهان تدوین و توسعه می‌یابند. استفاده از این نرم‌افزارها با توجه به قیمت بالای نرم-افزارهای تجاری موجود بسیار رو به گسترش است و پیش بینی می‌شود در سال‌هایی نه‌چندان دور این قبیل نرم‌افزارها سهم عمده‌ای از ابزارهای موجوددر مکانیک سیالات محاسباتی را به خود اختصاص دهند.

۳-۳-۲- حل کننده های OpenFOAM

یکی از تفاوت های عمده نرم افزار OpenFOAM با نرم افزار های مشابه مانند fluent و CFX ، وجود حل کننده های جداگانه برای حل مسائل مختلف می باشد. برای مثال حل کننده های حل پایا با حل کننده های حل گذرا متفاوت می باشند و یا بعضی از حل کننده ها با بررسی انتقال حرارت همراه هستند و بعضی دیگر تنها معادلات دینامیکی سیال را حل می کنند. در نهایت کاربر بسته به مسأله مورد بررسی باید از حل کننده مناسب استفاده کند. در هر نسخه به تعداد حل کننده های موجود در نرم افزار اضافه می شود. برای مثال، چند حل کننده ر اصلی به همراه کاربرد آن ها در پیوست لیست شده اند.

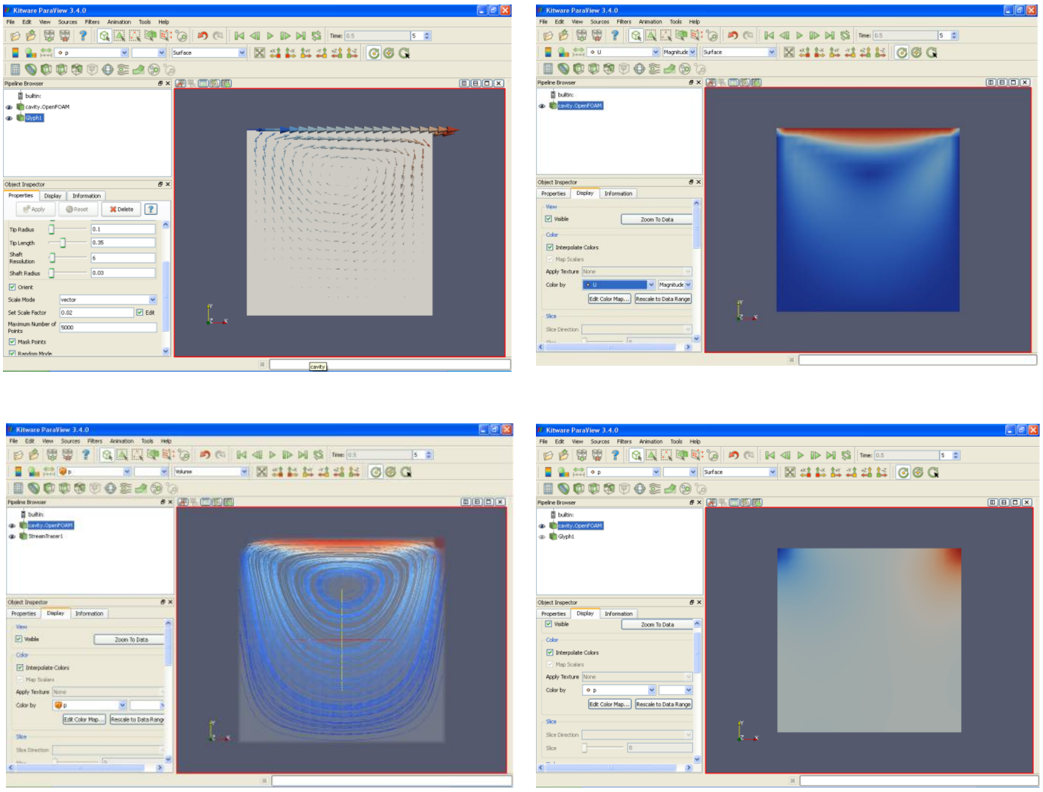
OpenFOAM حل کننده های متعدد دیگری در زمینه احتراق، جریان چند فازی، ذرات موجود در جریان و.... نیز دارد. برای مشاهده مجموعه کلی حل کننده های استاندارد در *OpenFOAM* به مرجع[۶۲] رجوع کنید.

همچنین کاربر می تواند با تسلط بر نحوه برنامه نویسی در *OpenFOAM* و تسلط بر زبان *C++*، حل کننده های مورد نظر خود را به برنامه اضافه و از آن ها در حل مسائل استفاده کند..

۳-۳-۳-پس‌پردازش در OpenFOAM

پس‌پردازش در *OpenFOAM* از طریق نرم‌افزار *Paraview* انجام می‌شود. این نرم افزار با امکانات وسیعی که برای مشاهده و ویرایش نتایج دارد به کاربر این امکان را می دهد تا نتایج بدست آمده را بدقت مورد بررسی قرار دهد. این نرم افزار با توانایی گرافیکی بالا قادر به مشخص کردن شبکه، نمایش

بردارهای سرعت می باشد. شکل زیر نمایی از پس‌پردازش‌های انجام شده بر روی یک حفره[1] را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۲- نمونه‌ای از عملیات مختلف پس‌پردازش در OpenFOAM

همچنین OpenFOAM در صورت نیاز، قابلیت انتقال نتایج به نرم‌افزارهای دیگر پس‌پردازش از جمله tecplot را نیز دارا می‌باشد.

۳-۴- کد نویسی الگوریتم PISO در OpenFOAM

کد برای *buoyantBoussinesqPisoFoam* در مسیر *applications\solvers\heatTransfer \ buoyantBous-sinesq- PisoFoam* می باشد. در این کد در ابتدا *buoyantBoussinesqPisoFoam* سرعت را با حل معادله سرعت با استفاده از کد *UEqn.H*در پیش بینی می کند. بعد از این، حلقه تصحیح

1-cavity

کننده(اشارهبه "PISO loop" در کد دارد.) وارد می شود و تصحیح کننده های فشار و سرعت با استفاده از کد در *pEqn.H* اجرا می شود.

۳-۴-۱ پیش بینی[1] سرعت

سرعت به طور ضمنی در *UEqn.H* به خاطر پایداری بالای روش ضمنی پیش بینی می شود، و شامل یک سری معادلات خطی است که به فرم ماتریس به صورت $Ax = b$ بیان می شود، و حل می شود.

```
fvVectorMatrix UEqn
(
fvm::ddt(U)
+ fvm::div(phi, U)
+ turbulence->divDevReff(U)
);
```

Fvm به مفهوم "finite-volume matrix" است و هنگامی استفاده می شود که عملیات ضمنی هستند و طرف سمت چپ ماتریس[2] تشکیل می شود [۶۰]. ترم *fvm::ddt(U)* اولین مشتق زمانی سرعت است. ترم *fvm::div(phi, U) +* دیورژانس شار سرعت، *phi* در سرعت ضرب می شود، به عبارت دیگر انتقال سرعت است. مفهوم *turbulence->divDevReff(U) +* به بررسی کد برای مدل RANS و LES اشاره دارد.

هم اکنون برای فهمیدن گام پیش بینی کننده سرعت سایر خطوط برنامه در *UEqn.H* را بررسی می نمائیم. بعد از اینکه قسمت سمت راست معادله در کد زیر شکل گرفت :

```
if (momentumPredictor)
{
solve (UEqn == -fvc::grad(p));
}
```

۳-۴-۲- حلقه تصحیح کننده

گام های تصحیح کننده در فایل *pEqn.H* جایگزین می شود که مطابق زیر است .

```
{
volScalarField rUA("rUA", 1.0/UEqn.A());
surfaceScalarField rUAf("(1|A(U))", fvc::interpolate(rUA));

U = rUA*UEqn.H();
```

2- Predictor
1-left-hand side matrix

```
00006
00007 surfaceScalarField phiU
00008 (
00009 (fvc::interpolate(U) & mesh.Sf())
00010 + fvc::ddtPhiCorr(rUA, U, phi)
00011 );
00012
00013 phi = phiU + rUAf*fvc::interpolate(rhok)*(g & mesh.Sf());
00014
00015 for (int nonOrth=0; nonOrth<=nNonOrthCorr; nonOrth++)
00016 {
00017 fvScalarMatrix pEqn
00018 (
00019 fvm::laplacian(rUAf, p) == fvc::div(phi)
00020 );
00021
00022 if (corr == nCorr-1 && nonOrth == nNonOrthCorr)
00023 {
00024 pEqn.solve(mesh.solver(p.name() + "Final"));
00025 }
00026 else
00027 {
00028 pEqn.solve(mesh.solver(p.name()));
00029 }
00030
00031 if (nonOrth == nNonOrthCorr)
00032 {
00033 phi -= pEqn.flux();
00034 }
00035 }
00036
00037 U += rUA*fvc::reconstruct((phi - phiU)/rUAf);
00038 U.correctBoundaryConditions();
00039
00040 #include "continuityErrs.H"
00041 }
```

قبل از اینکه واقعاً اصلاحات انجام شود، برخی متغیرها در قسمت اول کد باید تعریف شود. ماتریس A معکوس می شود که در معادلات (۳-۱۲) و (۳-۱۳) است و به عنوان متغیر $rUA = A^{-1}$ در خط ۲ تعریف می شود. از آنجایی که A قطری است، هر المان قطری A مطابق با یک سلول محاسباتی است، بنابر این A در صفحه میان یابی می شود و به عنوان متغیر $rUA = A^{-1}|_f$ در خط ۳ ذخیره می شود. که در معادله (۳-۱۲) و (۳-۱۳) انجام می شود، سپس A^{-1} در بردار H ضرب می شود و به عنوان متغیر $U = A^{-1}H$ در خط ۵ ذخیره می شود و U نامیده می شود که معادله (۳-۱۲) نشان می دهد سهم سرعت تصحیح شده است و شامل فشار و گرانش نمی باشد. سپس در خطوط ۷-۱۱، U از مرکز سلول به گوشه درون یابی می شودو در بردار نرمال صفحه ضرب می شود که یک شار نامیده

می شود از این رو $phi\ U = (A^{-1}H)|_f . S_f$ نامیده می شود (شار در OpenFOAM با phi نشان داده می شود.) قسمت *fvc::ddtPhiCorr(rUA, U, phi) +* کد، برای دیورژانس ناحیه سرعت صفحه اختلاف بین سرعت درون یابی شده و شار را در خط ۱۳تخمین می زند [۶۳]. سهم گرانش به فرم شار اضافه می شود و متغیر به صورت $phi\ = (A^{-1}H + A^{-1}\rho_k g)|_f . S_f$ در خواهد آمد که شار سرعت را بدون سهم گرادیان فشار تصحیح می کند.

سپس در خط ۱۵ یک حلقه وارد می شود که فشار تصیحیح می شود. به طور مهم خطوط ۱۷-۲۰ معادله پواسون را برای تصحیح فشار می سازد که این مشابه معادله (۳-۱۳) در صفحه است. این نشان می دهد که فشار ابتدا در صفحه و نه در مرکز سلول پیش بینی می شود. دلیل این کار این است که از تجزیه فشار- سرعت جلوگیری نماید. این معادله پواسون در خط ۲۴ یا ۲۸ حل می شود، که منجر به اولین تصحیح فشار در صفحه، $p^*|_f$ می شود. در خط ۳۳ *pEqn.flux()* از شار سرعت اصلاح شده *phi* کم می شود (که در این نقطه شامل سهم گرادیان فشار نیست). *pEqn.flux()* به صورت $(A^{-1}\nabla p^*)|_f . S_f$ ظاهر می شود. به عبارت دیگر phi به صورت معادله مقابل درخواهد آمد. که این آخرین سهم به شار سرعت اصلاح شده است.

$$phi = (A^{-1}H - A^{-1}\nabla p^* + A^{-1}\rho_k g)|_f\ . S_f \tag{۳-۱۶}$$

در خط ۳۷ شار سرعت تصحیح شده به یک سرعت مرکزی سلول تصحیح شده درخواهد آمد. مقدار $(phi - phiU)/rUAf$ عبارت مقابل می باشد.

$\left[(A^{-1}H - A^{-1}\nabla p^* + A^{-1}\rho_k g)|_f\ . S_f - (A^{-1}H)|_f\ . S_f\right]/A^{-1}$ که به مقدار $(-\nabla p^* + \rho_k g)|_f\ . S_f$ کاهش می یابد. ساختن مجدد این رابطه و ضرب کردن آن در rua منجر به رابطه $(-A^{-1}\nabla p^* + A^{-1}\rho_k g)$ می شود. عبارت =+ بدین مفهوم است که این مقدار به مقدار موجود U اضافه می شود که نهایتاً $U = A^{-1}H - A^{-1}\nabla p^* + A^{-1}\rho_k g$ خواهد شد. این اولین سرعت اصلاح شده u^{**} است و با معادله (۳-۱۲) سازگاری دارد. سپس خط ۳۸ شرایط مرزی را برای سرعت چک می کند.

این کل فرآیندی است که چندین مرتبه تکرار می شود.

۳-۵- نحوه مش بندی

یکی از مزیت های روش LES آن است که با گردابه های بزرگ در ارتباط است و مقادیر محاسبه شده در این روش، همگی با مقیاس های بزرگ در ارتباط بوده و لذا می توان شرایط مرزی را برای مقادیر بزرگ مقیاس سرعت و دیگر متغیر های مورد نیاز تعریف کرد. شرایط مرزی فیزیکی در روی دیوار به صورت زیر بیان می شوند:

$$U_{wall} = 0 \ \left({}^{m}/_{s} \right) \tag{۳-۱۷}$$

انتخاب شرایط اولیه در دقت حل نهایی تاثیری نمی گذارد، در اینجا شرایط مرزی برای معادلات ممنتوم شرط عدم لغزش روی دیوارها و خصلت تناوبی درراستای x (راستای جریان) می باشد.

معادلات در یک ناحیه محاسباتی در مقطع مربعی با سایز 1×1×2.5 cm به ترتیب در راستاهای y,z,x و شامل تعداد 30×60×60 نود می باشد و در مقاطع مستطیلی با سایز 1.5×1×2.5 cm به ترتیب در راستاهای z,y,x و شامل تعداد نودهای 30×60×60 می باشد ودرمقاطع مثلثی و چند ضلعی های منتظم، در یک دایره محیطی با شعاع 1 cm و طول کانال 2.5cm می باشد. تعداد نودها در سطح مقطع کانال9462 و در طول کانال 30 می باشد. برای حل بهتر ناحیه نزدیک دیوار، یک شبکه غیریکنواخت در راستای y,z استفاده می شود، شبیه سازی برای اعداد رینولدز ۵۰۰۰ و ۱۰۰۰۰و ۲۰۰۰۰ و ۴۰۰۰۰ و۵۰۰۰۰ براساس سرعت ورودی جریان و قطر هیدرولیکی انجام می شود. کمترین فاصله شبکه ازدیوار $1E-5(m)$ می باشد وتعداد ۱۰ نود در ناحیه نزدیک دیوار می باشند. در این روش عدد کورانت نقش مهمی دارد و مطابق رابطه زیر محاسبه می شود :

$$Courant\ Number = \frac{U.\Delta t}{\Delta x} \tag{۳-۱۸}$$

Δt سرعت می باشد. این مقادیر U کمترین فاصله شبکه از دیوار و Δx گام زمانی استفاد شده و طوری طوری انتخاب می شود که همواره عدد کورانت کمتر از یک باشد به علت اینکه برای اعداد کورانت بالاتر از یک، حل واگرا می شود.

فصل چهارم

نتایج

مطالب این فصل را می توان به دو قسمت عمده تقسیم کرد، ابتدا به بررسی و مشاهده جریان های ثانویه در کانال های غیر دایره ای می پردازد که این کانال ها، با مقاطع مثلثی، مربعی، مستطیلی و چند ضلعی های منتظم می باشد. در بخش دوم به بررسی اثر روند کردن گوشه ها در کانال های مذکور می پردازد.

۴-۱- مقدمه

در این بخش توضیحاتی در ارتباط با نحوه مش بندی و نحوه تنظیمات شرایط اولیه در نرم افزار OpenFOAM جهت مشاهده نتایج ارائه می گردد. در این تحقیق به شبیه سازی جریان سیال تراکم ناپذیر با استفاده از نرم افزار OpenFOAM در یک کانال با مقطع غیر مدور پرداخته می شود . نرم افزار منبع باز OpenFOAM یک جعبه ابزار برای دینامیک سیالات محاسباتی (CFD) می باشد که به وسیله آن می توان مسائل مختلف را شبیه سازی نمود . این نرم افزار توسط OpenCFD Ltd تحت مجوز عمومی گنو[1] ایجاد شده که به صورت منبع باز موجود است. همچنین فناوری هسته آن بسیار انعطاف پذیر و کارامد بوده و از مجموعه ای از ماژول های نوشته شده توسط++C ایجاد شده است، این مجموعه در قالب حل کننده هایی برای شبیه سازی مسائل مهندسی مورد استفاده قرار می گیرد. حلگر مورد استفاده در این شبیه سازی pisoFoam است که یک حل کننده گذرا[2] است و برای سیالات تک فازی و تراکم ناپذیر بنا نهاده شده است . روش حل عددی مورد استفاده در حل کننده pisoFoam با تکیه بر الگوریتم PISO می باشد .

۴-۲- نحوه مش بندی

برای حل مسئله به مش بندی مناسب نیاز است، OpenFOAM علاوه بر blockMesh (که یک mesh generation بسیار ابتدائی است) قادر است شبکه را از دیگر نرم افزار ها نیز import کند. این کار با کپی کردن فرمت درست فایل شبکه هر نرم افزار و سپس اجرای دستور مربوطه انجام می شود و شبکه در polyMesh ذخیره خواهد شد.در این پایان نامه با استفاده از دستور

1-(GNU General Public Licence)
2-Transient

fluentMeshToFoam فایل های msh. را از gambit به openFOAM آورده و از آن استفاده گردیده شده است. بدین ترتیب که ابتدا فایل msh. را در فولدر case کپی می کنیم و سپس با استفاده از ترمینال و وارد کردن دستور fluentMeshToFoam <name of the file>.msh آن را به فرمت OpenFOAM تبدیل می کنیم.

۴-۲-۱- نحوه چاپ نتایج

در نرم افزار OpenFOAM دیکشنری controlDict در فولدر system وظیفه کنترل روند زمانی حل و چاپ جواب ها را بر عهده دارد.

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.0.1                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    location    "system";
    object      controlDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

application     pisoFoam;

startFrom       startTime;

startTime       0;

stopAt          endTime;

endTime         0.5;
```

```
deltaT          3e-05;
writeControl     timeStep;
writeInterval    100;
purgeWrite      0;
writeFormat      ascii;
writePrecision  6;
writeCompression uncompressed;
timeFormat       general;
timePrecision    6;
runTimeModifiable true;
  //
  ************************************************************
```

همانطور که در شکل بالا مشاهده می کنید، در قسمت **startFrom** زمان **startTime** مشخص شده است که در سطر پایینی برابر **0** قرار داده شده است. در دو سطر پایینی نیز به همین ترتیب زمان پایان حل برابر**0.5** قرار داده شده است. در سطر پنجم **deltaT** (به معنی گام های زمانی در حل) برابر **3e-5** ثانیه قرار داده شده است. این **deltaT** مخصوصا برای حل کننده های **transient** از اهمیت بسزائی برخوردار می باشد و با بزرگ شدن بیش از حد آن ممکن است جواب **diverge** کند. دو سطر پایین تر بدین معنی می باشند که گام های زمانی مشخصه اصلی برای چاپ نتایج باشند و همچنین به ازای هر ۱۰۰ گام زمانی نتایج چاپ شوند. گزینه **purgeWrite** حداکثرتعداد چاپ نتایج را مشخص می کند. مثلاً با **purgeWrite** برابر ۳ ، تنها سه تا از آخرین گام های زمانی با فاصله ۱۰۰ از هم چاپ می شوند و بقیه از جواب ها پاک می شوند. گزینه های **writePrecision** و **timePrecision** نیز به ترتیب به معنی دقت در نوشتن نتایج و دقت در نوشتن زمان در چاپ فولدرها می باشد.

پس از تنظیمات، برای اجرای حل کننده (در اینجا **pisoFoam**) کافی است نام حل کننده را در ترمینال در فولدر **case** بزنیم. برای این حالت کافی است نام **pisoFoam** را در ترمینال در فولدر **case**

تایپ کنیم و enter بزنیم. با این کار حل کننده شروع به حل مساله می کند و روند حل بر روی صفحه ترمینال قابل مشاهده خواهد بود. با گذشت هر تعداد گام زمانی که در دیکشنری controlDict مشخص کردیم، فولدری با نام زمان مربوطه در فولدر Case ظاهر می شود. این فولدر حاوی اطلاعات U وP و nuSgs در نقاط مختلف می باشد.

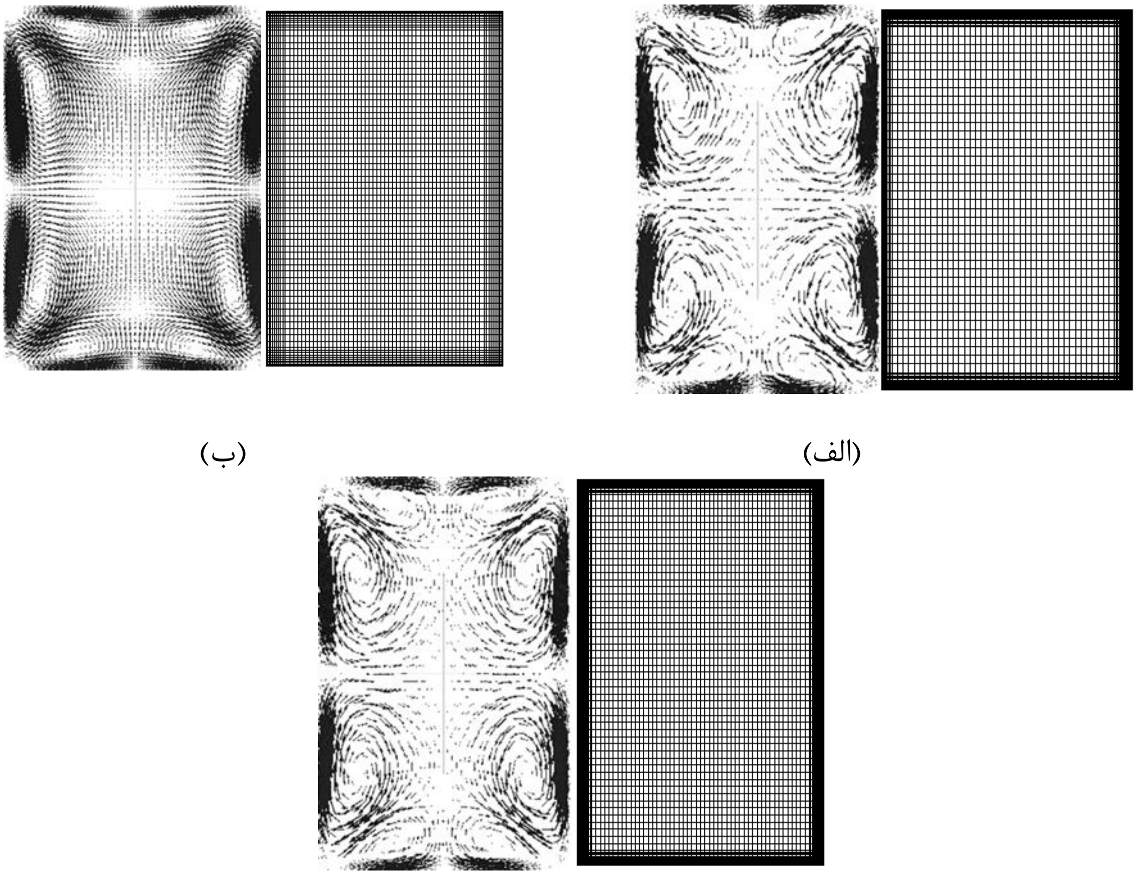
بعد از پایان حل برای مشاهده نتایج، کافی است در ترمینال و در فولدر case ، دستور paraFoam را اجرا نمود. با این کار نرم افزار paraview که برای post-processing و مشاهده نتایج در OpenFOAM بکار می رود اجرا می شود. این نرم افزار با قدرت بالا و امکانات وسیعی که برای مشاهده و ویرایش نتایج دارد به کاربر این امکان را می دهد تا نتایج بدست آمده را بدقت مورد بررسی قرار دهد. این نرم افزار با توانایی گرافیکی بالا قادر به مشخص کردن شبکه، نمایش بردارهای سرعت و خطوط جریان می باشد.

۴-۳- نتایج

معادلات مشخصه برای یک زمان نسبتاً طولانی حل شدند که پایا بودن ناحیه جریان آشفته را به خوبی قطعی کند. برای پیدا کردن مولفه نوسانات سرعت (u', v', w') در هر زمان، سرعت میانگین محاسبه شده (U, V, W) از سرعت آنی حل شده در هر نود کم می شود. این مؤلفه نوسانات ناحیه سرعت، برای محاسبه آمار متفاوت آشفتگی در آن گام زمانی استفاده می شود.

۴-۳-۱- غیر وابسته بودن حل عددی به شبکه

نتایج ارائه شده تحقیق در صورتی معتبر خواهد بود که وابسته به شبکه نباشد، برای نشان دادن این امر در مقطع مستطیلی با توجه به متفاوت بودن فاصله اولین گره از دیواره در سه شکل زیر، مشاهده می شود که نتایج تغییری نمی کند و در هرسه شکل بردارهای سرعت ثانویه قابل رویت است و به سمت گوشه متمایل می باشد.



(الف) (ب)

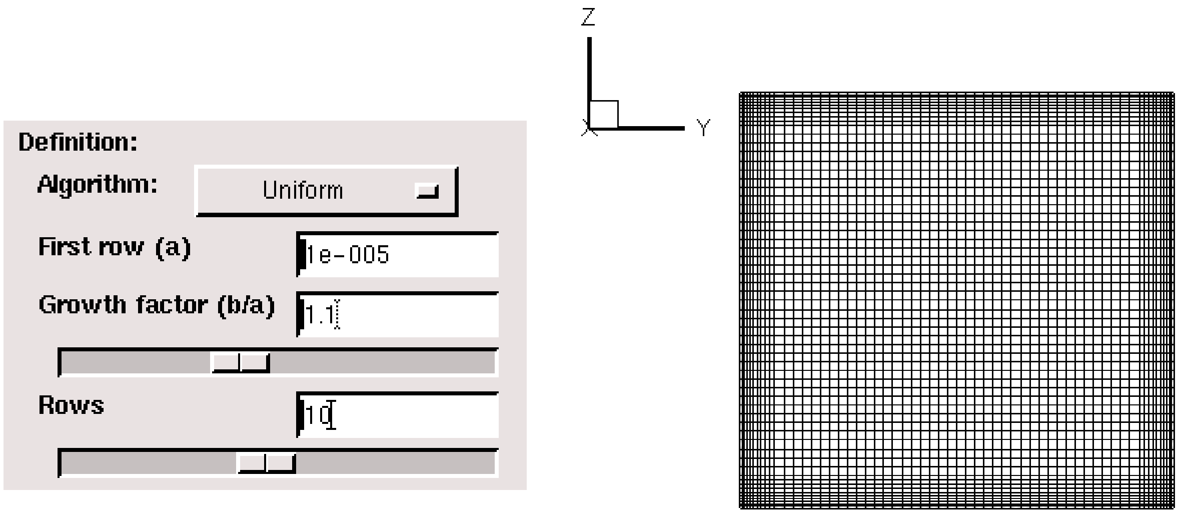
(ج)

شکل ۴ -۱- مش های مختلف در مقطع مستطیلی و وجود بردارهای سرعت ثانویه

۴-۳-۲ نحوه مش بندی و نتایج درکانال مقطع مربعی

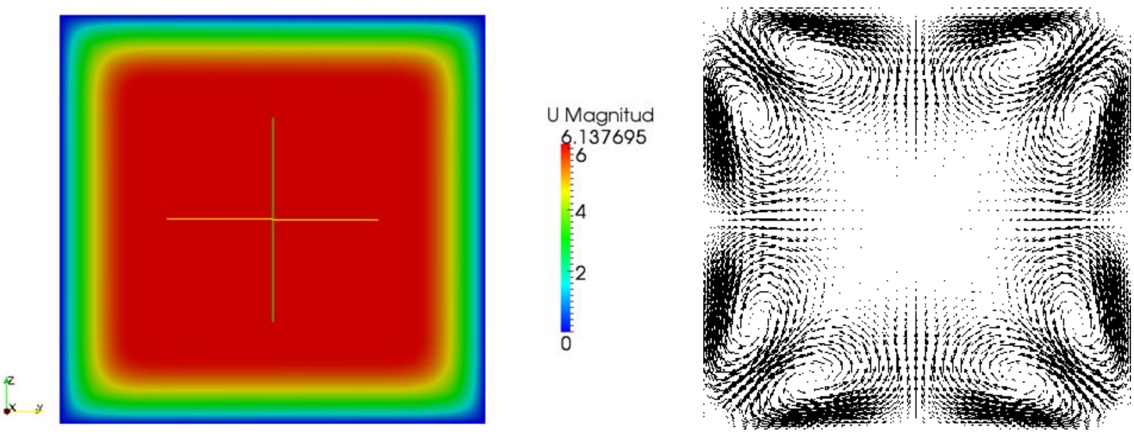
با توجه به اینکه در روش شبیه سازی گردابه های بزرگ برای حل بهتر ناحیه نزدیک دیوار، باید شبکه غیر یکنواخت در نظر گرفته شود لذا یک شبکه غیر یکنواخت در راستای y,z استفاده می شود، کمترین فاصله شبکه ازدیوار 1E-5(m) می باشد و تعداد ۱۰ المان در ناحیه نزدیک دیوار می باشد، توزیع شبکه در راستای y,z دقیقاً یکی است. که در شکل ۴-۲ مشاهده می شود. عامل مهمی که تعیین کننده فاصله شبکه از دیوار می باشد عدد بی بعدی (yPlus) می باشد که به صورت رابطه ۴-۱ تعریف می شود.

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} < 2 \qquad (۱-۴)$$



شکل ۴-۲- مش کانال مقطع مربعی

معادلات در یک ناحیه محاسباتی در مقطع مربعی با سایز 1×1×2.5 cm به ترتیب در راستاهای y,z,x و شامل تعداد 60×60×30 المان می باشد. پس از حل معادلات و مشاهده نتایج، کانتورهای سرعت (متوسط) جریان و بردار های سرعت ثانویه در شکل ۴-۳- (الف) و (ب) در عدد رینولدز ۵۰۰۰ نشان داده شده اند. با توجه به اینکه جهت بردارهای سرعت از مرکز به سمت گوشه ها می باشد، این بردارهای سرعت ثانویه ممنتوم جریان متوسط را از ناحیه مرکزی به ناحیه گوشه در طول عمود منصف گوشه ها هدایت می کنند.



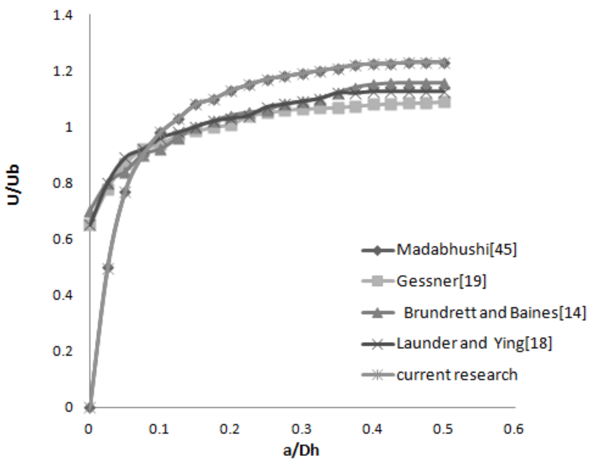
(ب) (الف)

شکل ۴-۳- (الف)- بردارهای سرعت ثانویه متوسط و (ب)- کانتورهای سرعت متوسط جریان

۴-۳-۳- تأیید نتایج در مقطع مربعی

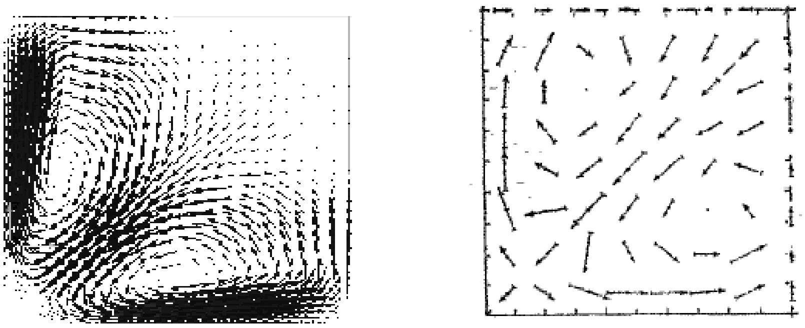
نتایج ارائه شده در تحقیق در صورتی ارزشمند خواهد بود که با نتایج حاصل از تحقیقات پیشین مطابقت داشته باشد، لذا برای تأیید نتایج، در عدد رینولدز ۵۸۱۰ نسبت $\frac{U}{U_b}$ محاسبه شده و در یک چهارم مقطع جریان در طول خط $y = 0.5cm$ ترسیم می شود که ۱.۲۳ می باشد و با نتایج مادابهوشی [۴۵] که در عدد رینولدز ۵۸۱۰ انجام شده و این عدد ۱.۲۳ می باشد مقایسه می گردد، بین این دو سازگاری برقرار می باشد.

اثر عدد رینولدز در سرعت جریان در شکل ۴-۴ نشان داده شده است، که در طول خط (y=0.5 m) نتایج حل مادابهوشی [۴۵] در رینولدز ۵۸۱۰, داده های بوندرت و باینز در رینولدز ۸۳۰۰۰ [۱۴]، داده های لاندر و یینگ در رینولدز ۲۱۵۰۰۰ [۱۸] و داده های جسنر در رینولدز ۲۵۰۰۰۰ [۱۹] و نتایج محاسبه شده تحقیق حاضر در عدد رینولدز ۵۸۱۰ ترسیم شده اند. نسبت سرعت جریان خط مرکزی به سرعت اصلی با افزایش عدد رینولدز کاهش می یابد. این به خاطر پروفیل های سرعت خط جریان است که منبسط تر می شود و گرادیان در ناحیه دیوار به خاطر افزایش اختلاط آشفتگی در اعداد رینولدز بالاتر تندتر می شود، پروفیل محاسبه شده با این روش سازگار است.



شکل ۴-۴ – پروفیل های نرمالیزه شده سرعت جریان با سرعت اصلی جریان

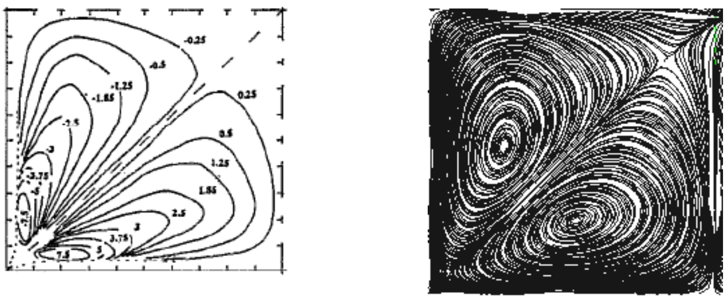
جریان های ثانویه در ابتدا با گوشه ها برخورد می کند و سپس در طول دیوار شتاب می گیرند. همانطور که عدد رینولدز افزایش می یابد جریان های ثانویه بیشتر به داخل ناحیه گوشه نفوذ می کند. بردارهای سرعت ثانویه در یک چهارم مقطع در رینولدز ۱۰۰۰۰ در شکل۴-۵ ترسیم شده است.



(الف) (ب)

شکل۴-۵– بردارهای سرعت ثانویه متوسط در یک چهارم مقطع شکل (الف) نتایج محاسبه شده در رینولدز ۱۰۰۰۰ (ب) داده های بوندرت و باینز در رینولدز۸۳۰۰۰ [۱۴]

کانتورهای گردابه های متوسط در شکل ۴-۶ ترسیم شده اند، گردابه های متوسط جریان یک ابزار مستقیم جریان های ثانویه است. دوباره سازگاری خوبی بین نتایج تحقیق حاضر و نتایج هوگلاند [۱۳] وجود دارد.



(الف) (ب)

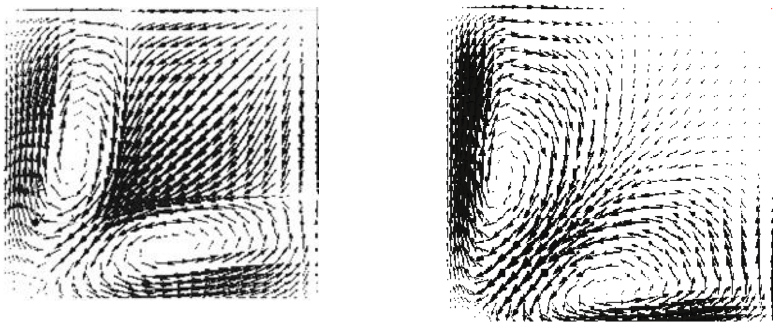
شکل ۴-۶- کانتورهای گردابه های متوسط جریان (الف) نتایج تحقیق در رینولدز ۱۰۰۰۰ و (ب) داده های هوگلاند [۱۳]

شکل های ۴-۴ و ۴-۵ و ۴-۶ دلیلی بر تأیید نتایج ارائه شده می باشد.

۴-۳- ۴- ارائه نتایج در مقطع مربعی

پس از تأیید نتایج که روی مقطع مربعی انجام شده است و با نتایج آزمایشگاهی مطابقت دارد، در این قسمت سایر نتایج مشاهده شده در مقطع مربعی ارائه می گردد.

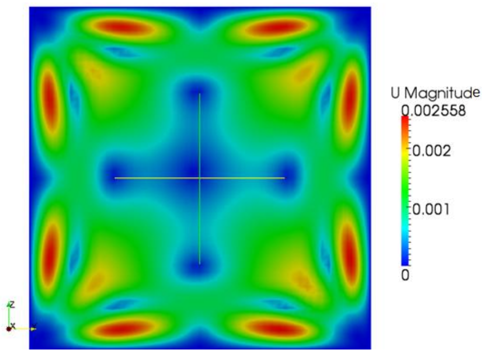
بردار های متوسط سرعت ثانویه با افزایش عدد رینولدز افزایش می یابد، شکل۴-۷ دلیلی برای اثبات آن می باشد.



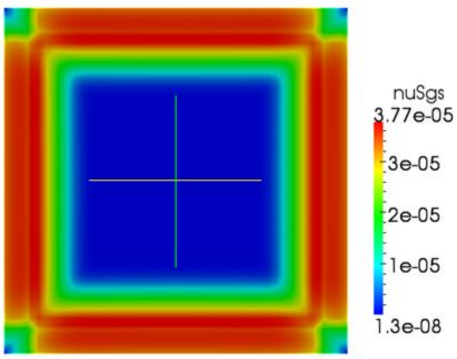
(الف) (ب)

شکل ۴-۷- بردارهای سرعت ثانویه متوسط در یک چهارم مقطع شکل (الف) نتایج محاسبه شده در رینولدز ۱۰۰۰۰ و (ب) نتایج محاسبه شده در رینولدز ۴۰۰۰۰

پس از محاسبه سرعت، کانتورهای سرعت های ثانویه در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ مطابق شکل ۴-۸ و کانتورهای ویسکوزیته ادی مطابق شکل ۴-۹ است.

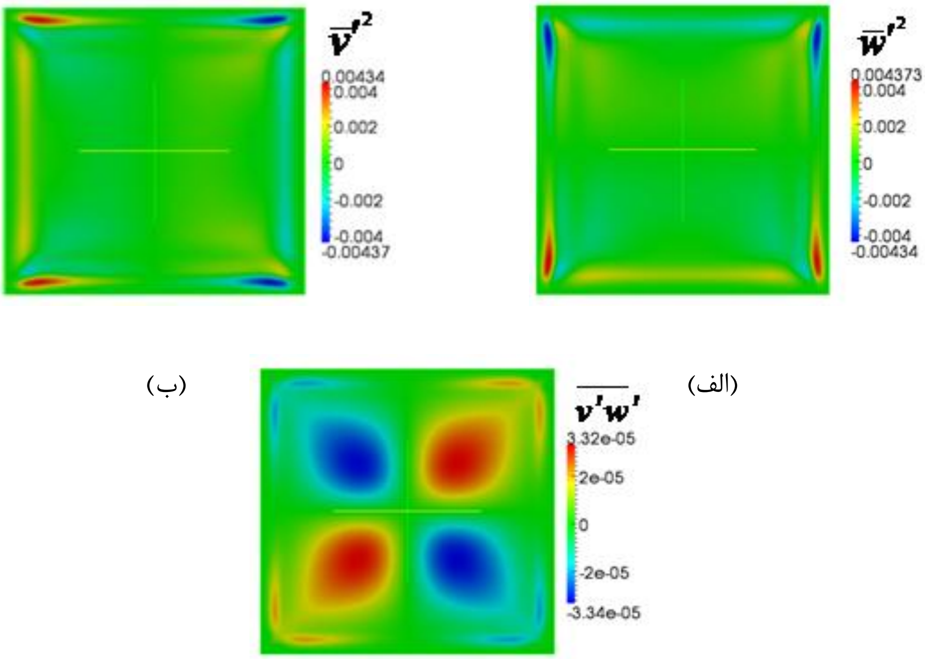


شکل۴-۸- کانتورهای سرعت های ثانویه در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ در مقطع



شکل ۴-۹– کانتورهای ویسکوزیته ادی در رینولدز ۱۰۰۰۰در مقطع

پس از تعیین تنش های رینولدز، کانتورهای رنگی آن جالب توجه می باشد. نحوه تغییر تنش های عمودی رینولدز و تنش برشی در مقطع جریان در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰مطابق شکل ۴-۱۰ می باشند.



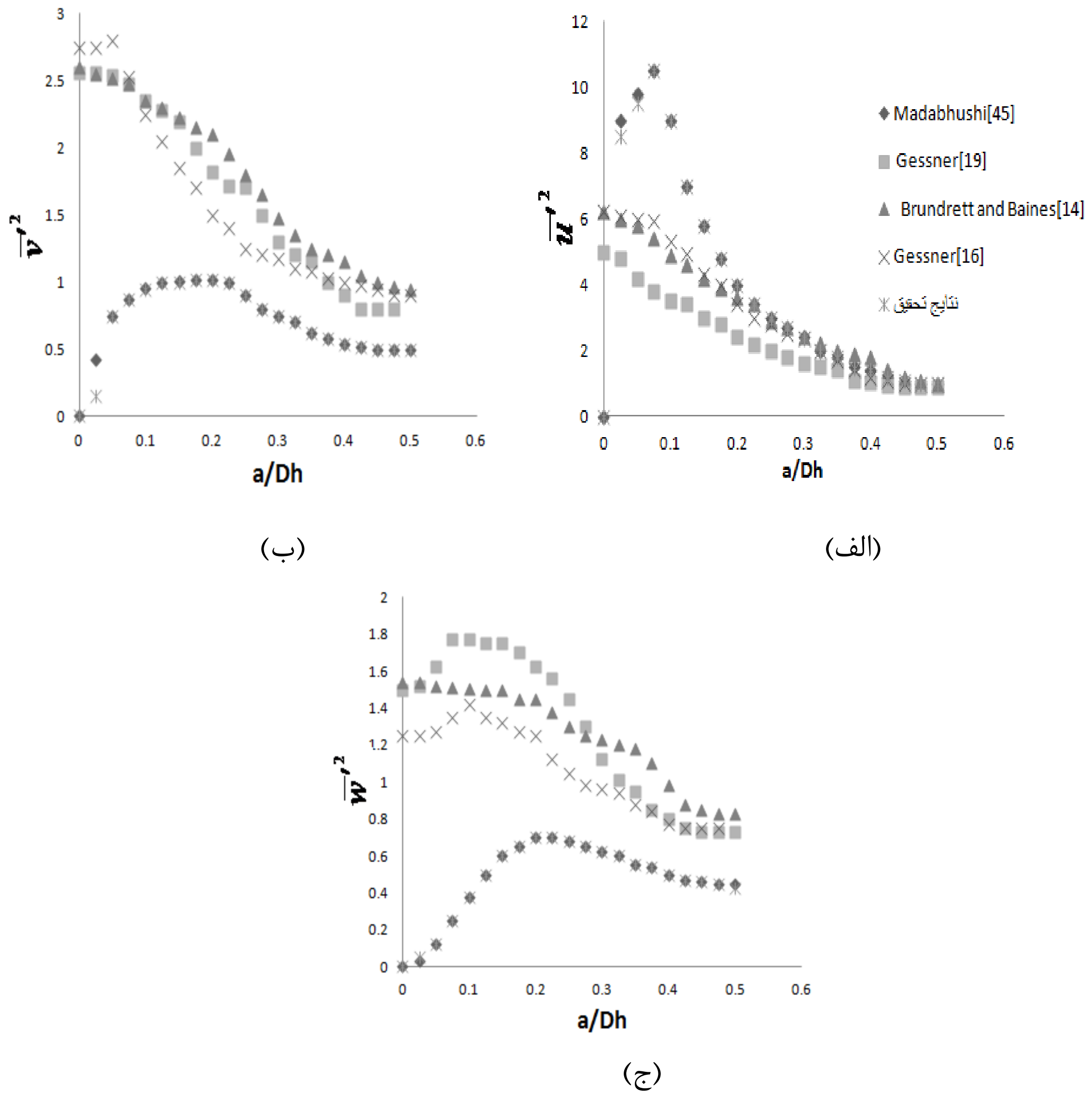
(ج)

شکل ۴-۱۰– (الف) و (ب) کانتورهای رنگی تنش های عمودی رینولدز در مقطع جریان و (ج) کانتورهای رنگی تنش برشی در مقطع جریان

برای امتحان کردن اثر عدد رینولدز در آمار آشفتگی، مقادیر آشفتگی در طول عمود منصف دیوار رسم شده است. این شکل نشان می دهد که با افزایش عدد رینولدز $\overline{\acute{v}^2}, \overline{\acute{w}^2}$ افزایش می یابد در حالی که $\overline{\acute{u}^2}$ کاهش می یابد. که این شاید به خاطر افزایش اختلاط آشفتگی در صفحه متقاطع است که در نوسانات بالاتر در سرعت های ثانویه آنی رخ می دهد. موقعیت های پیک این پروفیل ها با افزایش عدد رینولدز به سمت دیوارها حرکت می کند.

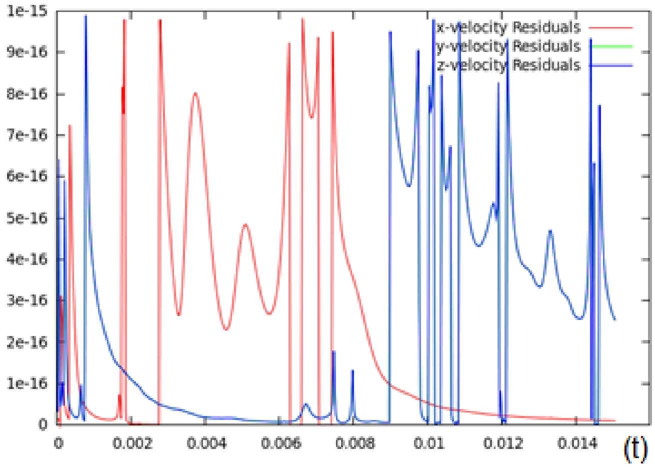
پروفیل های $\overline{\acute{u}^2}, \overline{\acute{w}^2}, \overline{\acute{v}^2}$ در طول منصف دیوار پایینی (y=0.5 cm) در رینولدز ۵۸۱۰ درتحقیق حاضر و در طول منصف دیوار پایینی (y=0.5m) برای نتایج حل مادابهوشی [۴۵] در رینولدز ۵۸۱۰،

داده های بوندرت و باینز و در رینولدز ۸۳۰۰۰ [۱۴]، داده های جسنر در رینولدز ۱۵۰۰۰۰ [۱۶]، داده های جسنر در رینولدز ۲۵۰۰۰۰ [۱۹]، مطابق شکل ۴-۱۱ (الف)، (ب) و (ج) می باشد. a فاصله از جدار در مقطع مربعی و D_h قطر هیدرولیکی مقطع می باشد.



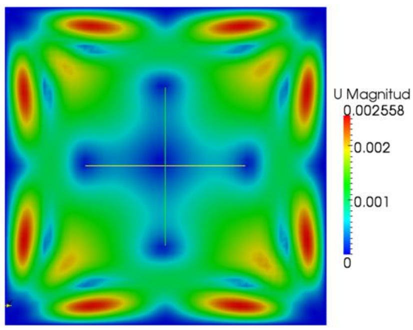
شکل ۴-۱۱–پروفیل های $(\overline{\acute{v}^2}, \overline{\acute{w}^2}, \overline{\acute{u}^2})$ در تحقیق حاضر و نتایج موجود

نمودار حداکثر خطا در محاسبه سرعت ها در سه راستای x, y, z مطابق شکل ۴-۱۲ خواهد بود، پایین بودن میزان خطا نشان دهنده دقت بالای حل است.

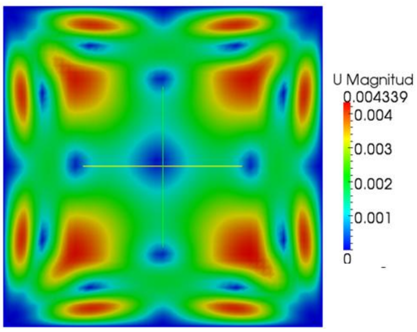


شکل ۴-۱۲- نمودار خطا در محاسبه سرعت

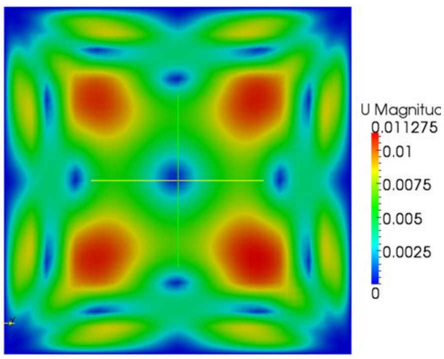
نحوه تغییر کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه با افزایش عدد رینولدز جالب توجه است، با افزایش عدد رینولدز و در نتیجه افزایش آشفتگی سرعت های ثانویه نیز افزایش می یابند (شکل ۴-۱۳).



(الف)



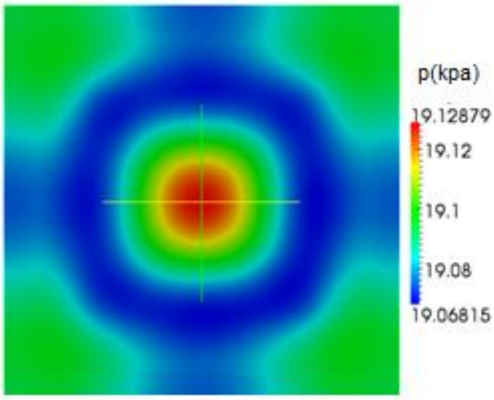
(ب)



(ج)

شکل ۴-۱۳-کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه (الف) رینولدز ۱۰۰۰۰ (ب) رینولدز ۲۰۰۰۰ (ج) رینولدز ۴۰۰۰۰

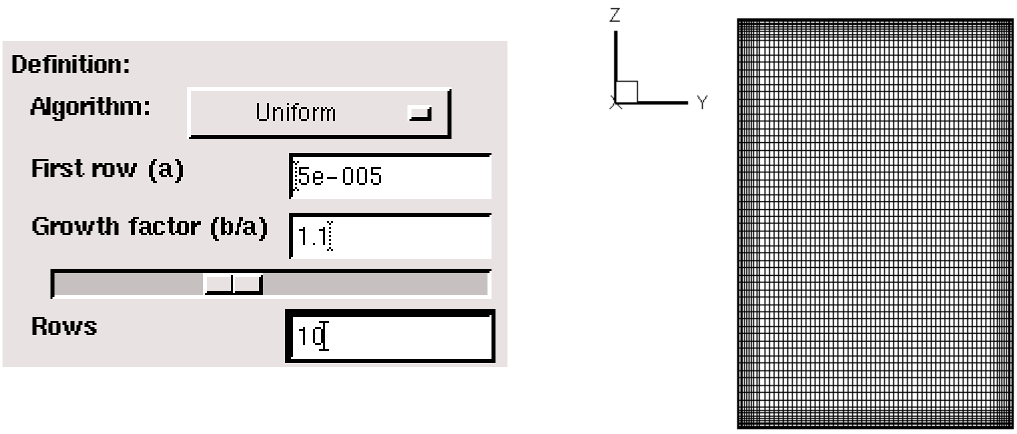
کانتورهای رنگی فشار در مقطع در عدد رینولدز ۴۰۰۰۰ در شکل ۴-۱۴ نشان داده شده که نشان دهنده صفر بودن گرادیان فشار در مقطع است.



شکل ۴-۱۴- کانتورهای رنگی فشار در مقطع

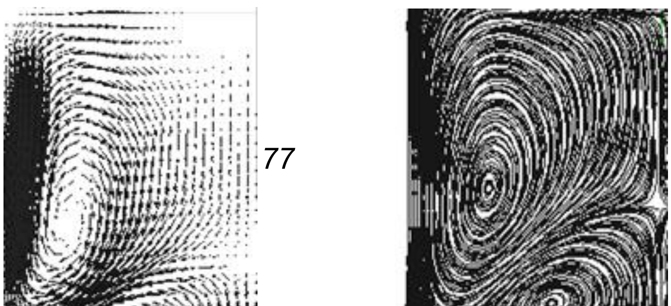
۴-۳-۵- ارائه نتایج در مقطع مستطیلی

در این قسمت در مقطع مستطیلی نسبت ابعاد طول به عـرض ۱.۵ $(\frac{a}{b} = 1.5)$ و مـش بنـدی مطـابق شکل زیر می باشد.



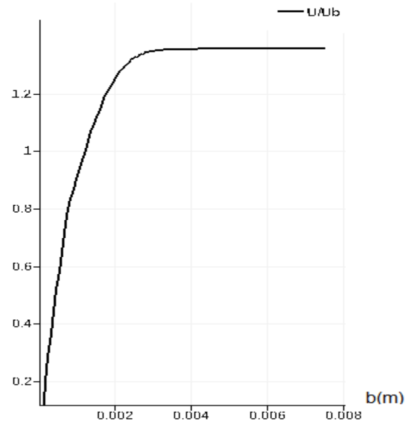
شکل ۴-۱۵- مش کانال مقطع مستطیلی

در مقطع مستطیلی پس از حل، در عدد رینولدز ۶۰۰۰ ، سرعت های ثانویه مشاهده شده و مطـابق شـکل ۴-۱۶می باشد. پروفیل های نرمالیزه شده سرعت مشابه شـکل ۴-۴ مـی باشـد (شـکل ۴-۱۷). همچنـین کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه در شکل ۴-۱۸ ترسیم شده است که مشابه با همتای خـود (شـکل ۴-۸) کانال مربعی می باشد.

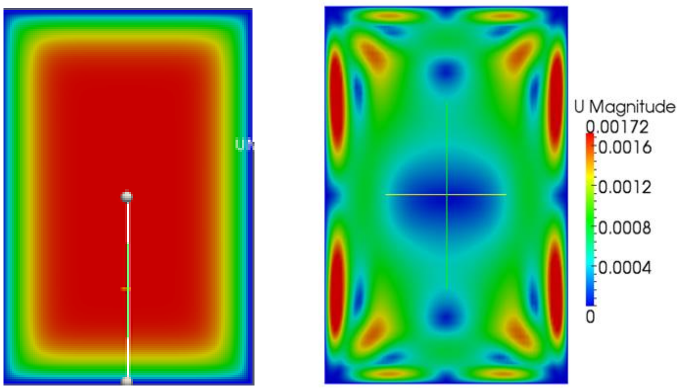


(ب) (الف)

شکل ۴-۱۶– (الف) کانتورهای گردابه های متوسط جریان در یک چهارم مقطع (ب) بردارهای سرعت ثانویه متوسط در یک چهارم مقطع



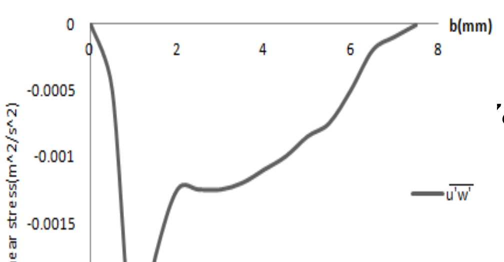
شکل ۴-۱۷– پروفیل های نرمالیزه شده سرعت جریان با سرعت اصلی در طول خط (y=0. 5 cm)

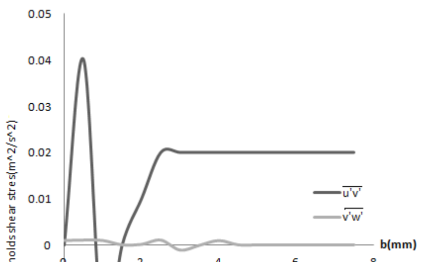


(ب) (الف)

شکل۴-۱۸-(الف) کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه (ب)- کانتورهای سرعت متوسط جریان

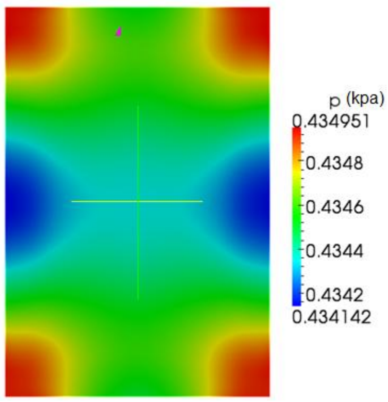
تنش های برشی رینولدز در طول خط (y=0.1cm) محاسبه شده و پروفیل آن مطابق شکل ۴-۱۹ می باشد b نصف عرض مقطع مستطیلی می باشد. همچنین گرادیان فشار در مقطع ناچیز است، شکل ۴-۲۰ گویای این مطلب است.





(ب) (الف)

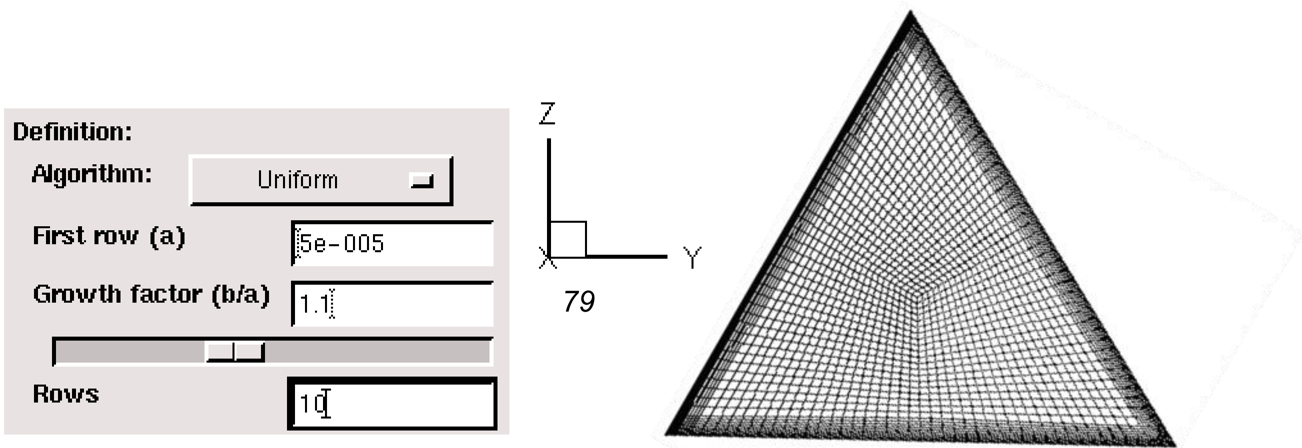
شکل۴-۱۹- پروفیل های تنش های برشی در(y=0.1cm) در مقطع جریان



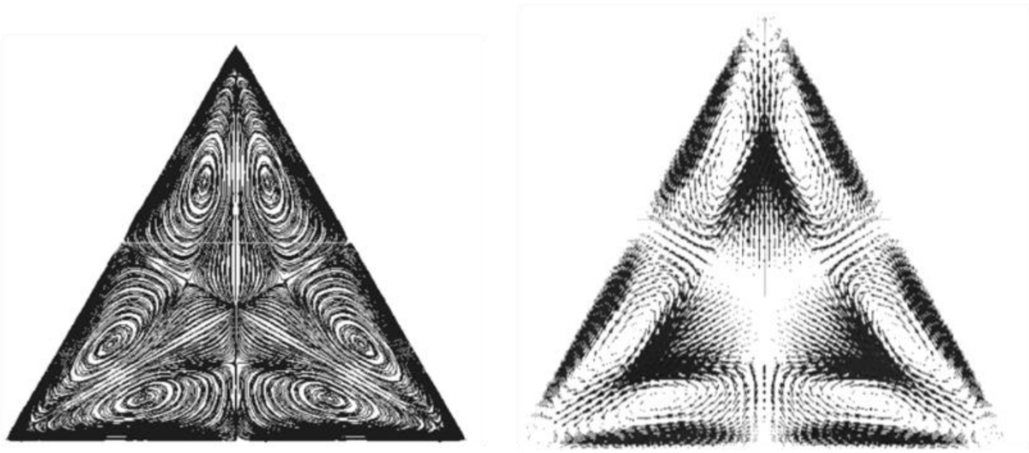
شکل۴-۲۰-کانتورهای فشار متوسط در مقطع جریان

۴-۳-۶- ارائه نتایج در مقطع مثلثی

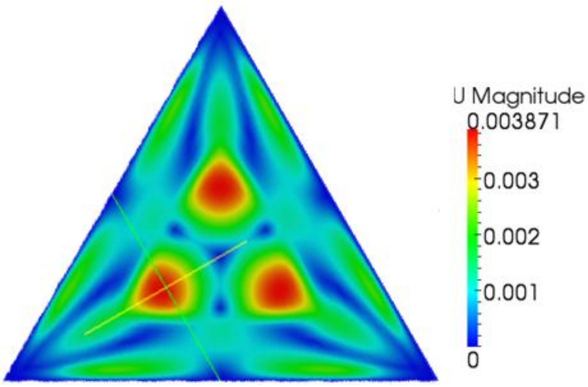
در این پایان نامه سعی شده در اعداد رینولدز مختلف نتایج ارائه شود، در مقطع مثلثی درعدد رینولدز ۲۰۰۰۰ نتایج در کانالی به طول ۰.۰۲۵ متر و مقطع مثلثی در دایره محیطی به شعاع ۰.۰۱ متر احاطه شده و مش بندی مطابق شکل ۴-۲۱ می باشد. که پس از شبیه سازی و ترسیم نتایج در عدد رینولدز ۲۰۰۰۰ همانند مقاطع پیشین جریان های ثانویه به وضوح قابل مشاهده است و بردارهای سرعت ثانویه وکانتورهای آن و کانتورهای گردابه های متوسط جریان مطابق اشکال زیر می باشد. با توجه به اشکال زیر مشاهده می شود که سرعت ماکزیمم در مرکز مقطع جریان قرار دارد.



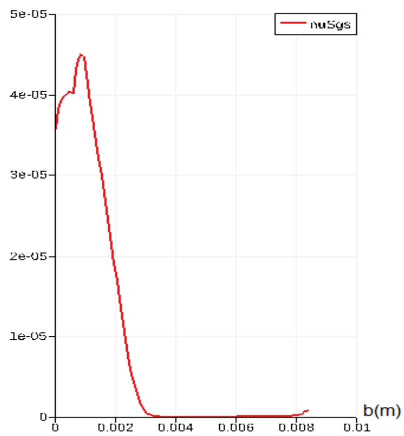
شکل ۴-۲۱- مش کانال مقطع مثلثی



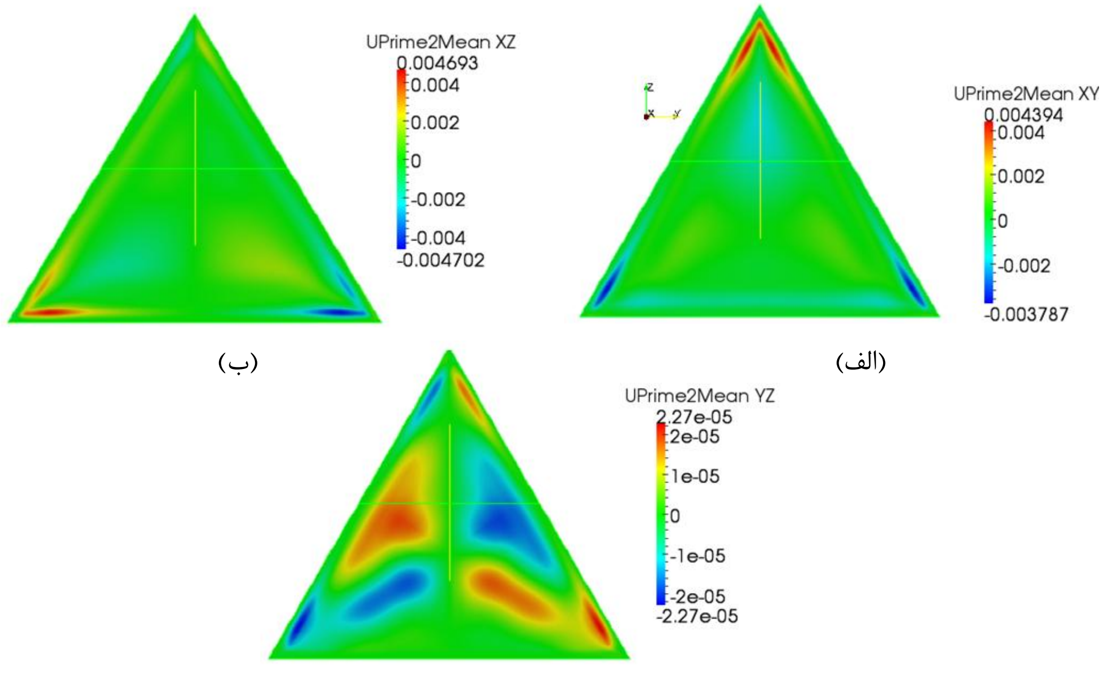
شکل ۴-۲۲– (الف) بردارهای سرعت ثانویه متوسط -(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان



شکل۴-۲۳-کانتورهای سرعت های ثانویه



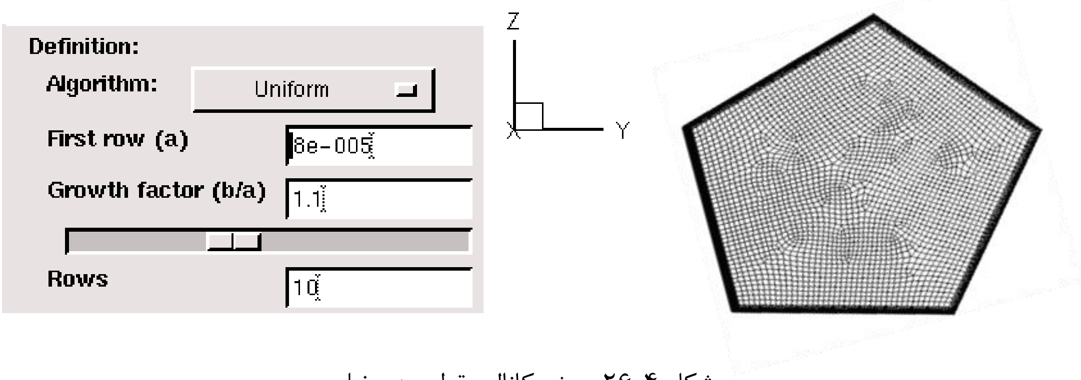
شکل۴-۲۴- پروفیل ویسکوزیته ادی در طول خط (y=1 cm)



شکل ۴-۲۵- کانتورهای رنگی تنش های برشی (الف)$\overline{\acute{u}\acute{v}}$ (ب) $\overline{\acute{u}\acute{w}}$ (ج)$\overline{\acute{v}\acute{w}}$

۴-۳- ۷- ارائه نتایج در مقطع پنج ضلعی

در مقطع پنج ضلعی نحوه مش بندی مطابق شکل زیر می باشد.



شکل ۴-۲۶- مش کانال مقطع پنج ضلعی

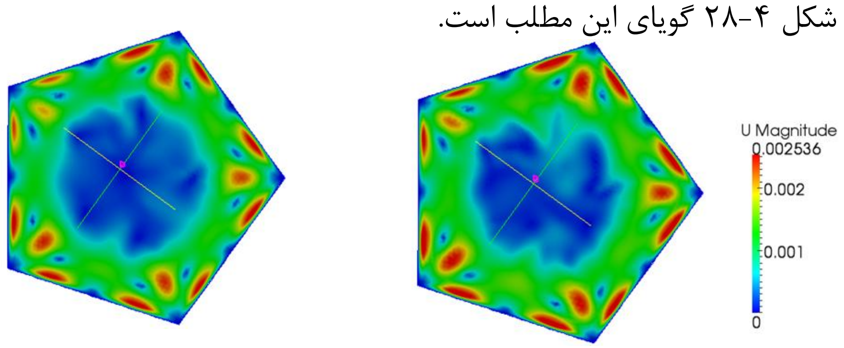
در این تحقیق، شبیه سازی گردابه های بزرگ در چند ضلعی منتظم در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ انجام می شود. مقطع در دایره ای به شعاع ۰.۰۱ متر محاط شده است. هدف این است که جریان های ثانویه که در نتیجه گرادیان تنش های رینولدز بوجود می آید تا کدام چند ضلعی ادامه خواهد داشت. در مقطع پنج

ضلعی نیز جریان های ثانویه وجود دارند و کانتورهای سرعت های ثانویه و گردابه های متوسط جریان مطابق شکل ۴-۲۷ می باشد.

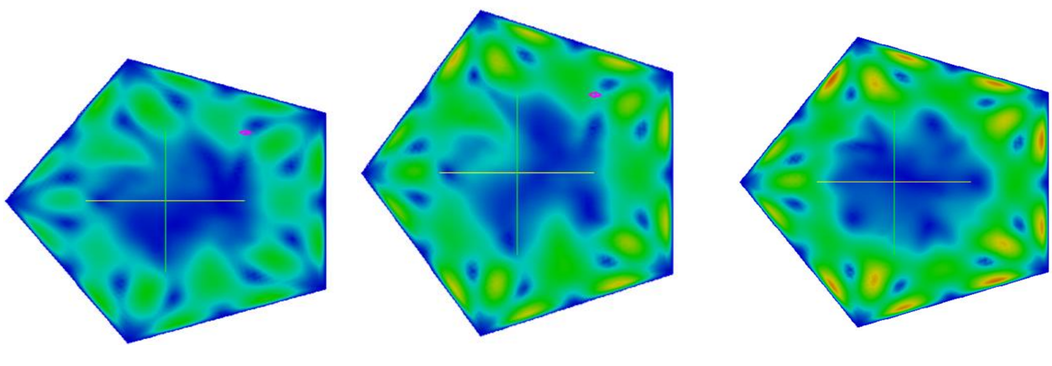
(ب) (الف)

شکل ۴-۲۷– (الف) کانتورهای سرعت ثانویه متوسط –(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان

پس از مشاهده جریان های ثانویه با افزایش زمان مقدار جریان های ثانویه کم شده و کم کم ناپدید می شوند، شکل ۴-۲۸ گویای این مطلب است.



(ب) (الف)



(ه) (د) (ج)

شکل ۴-۲۸- اثر افزایش زمان روی جریان های ثانویه

در این قسمت بخشی از خروجی که موقع حل مشاهده می شود در لحظه زمانی $t = 0.00016\ s$ ارائه گردیده، همانطور که در قسمت های قبلی اشاره شد حل کننده pisoFoam یک حل کننده

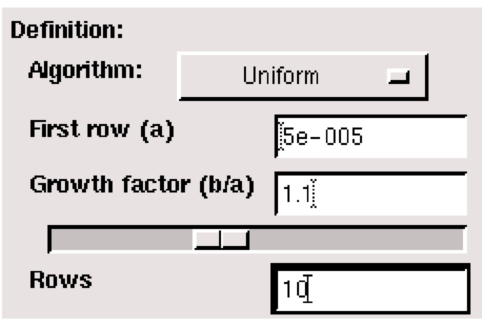
گذراست به همین دلیل نسبت به عدد کورانت حساس بوده و در هر گام زمانی در ابتدای حل عدد کورانت محاسبه می شود. در خط های بعدی تعداد تکرار حل برای رسیدن به دقت مورد نظر در مسئله دیده می شود.

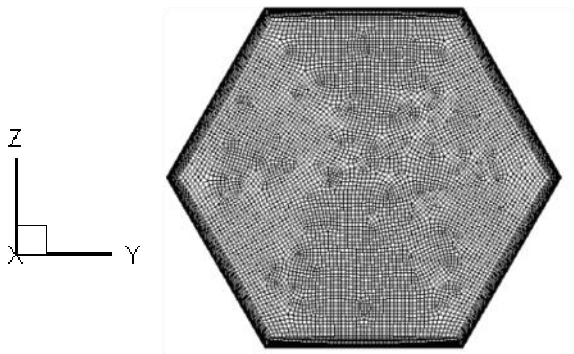
```
Time = 0.00016

Courant Number mean: 0.0293384 max: 0.606031
DILUPBiCG:  Solving for Ux, Initial residual = 0.0475072, Final
residual = 2.81032e-16, No Iterations 10
DILUPBiCG:  Solving for Uy, Initial residual = 0.772518, Final
residual = 1.53416e-16, No Iterations 11
DILUPBiCG:  Solving for Uz, Initial residual = 0.770753, Final
residual = 1.53035e-16, No Iterations 11
DICPCG:  Solving for p, Initial residual = 0.261595, Final
residual = 0.0129828, No Iterations 67
time step continuity errors : sum local = 7.05656e-05, global =
1.56374e-06, cumulative = 5.78377e-07
DICPCG:  Solving for p, Initial residual = 0.397095, Final
residual = 9.72962e-11, No Iterations 211
time step continuity errors : sum local = 1.69057e-13, global =
2.11619e-15, cumulative = 5.78377e-07
ExecutionTime = 8.46 s  ClockTime = 9 s
```

۴-۳- ۸- ارائه نتایج در مقطع شش ضلعی

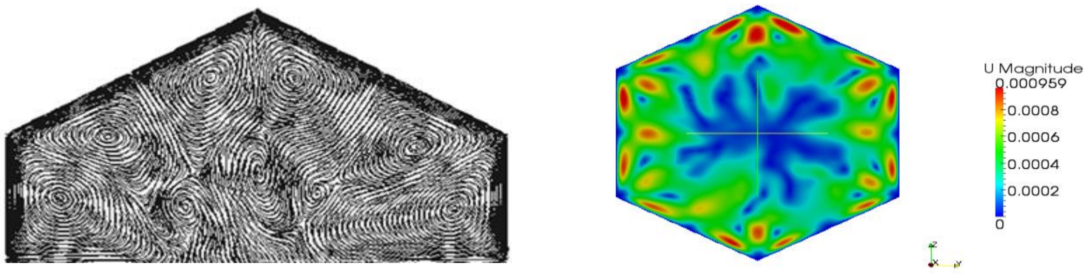
مش بندی در مقطع شش ضلعی مطابق شکل زیر می باشد.





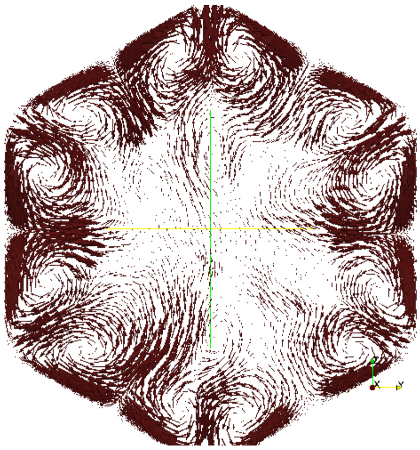
شکل ۴-۲۹- مش کانال مقطع شش ضلعی

پس از حل و ارائه نتایج در مقطع شش ضلعی منتظم در اشکال زیر مشاهده می شود که در این مقطع نیز جریان های ثانویه حضور دارند .



(ب) (الف)

شکل ۴-۳۰–(الف) کانتورهای سرعت ثانویه متوسط –(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان



شکل ۴-۳۱– بردارهای سرعت ثانویه متوسط

همانطور که در قسمت های قبلی اشاره شد پارامتر بی بعدی که در نحوه مش بندی و مشاهده نتایج موثر است (yPlus) است و پس از حل مسئله در هر گام زمانی قابل محاسبه است که در لحظه $t = 0.048\ s$ محاسبه شده و در شرط ارائه شده در رابطه ۴-۱ صدق می کند.

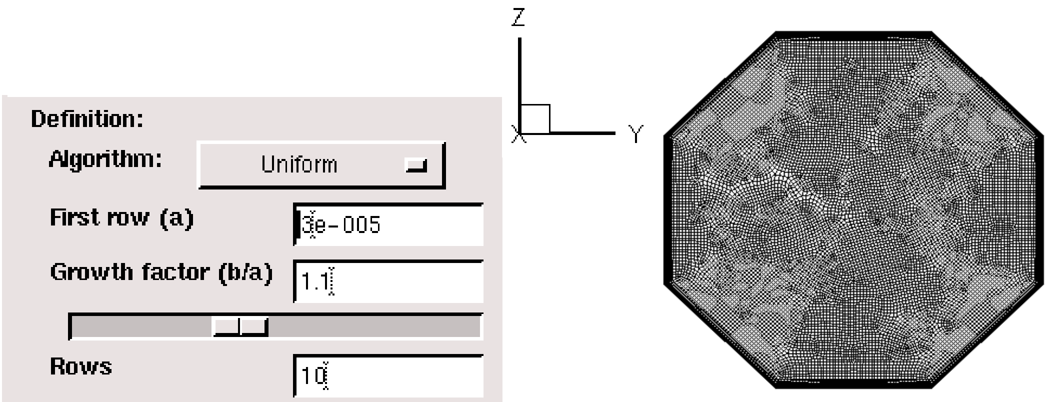
```
Time = 0.048
Reading field U

Reading/calculating face flux field phi
```

```
Selecting incompressible transport model Newtonian
Selecting LES turbulence model Smagorinsky
SmagorinskyCoeffs
{
    ce              1.048;
    ck              0.094;
}
Patch 0 named wall y+ : min: 0.264267 max: 0.537612 average:
0.484887
Writing yPlus to field yPlus
```

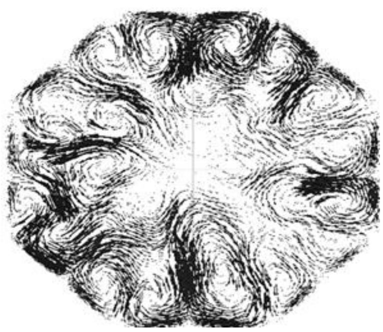
۴-۳-۹- ارائه نتایج در مقطع هشت ضلعی

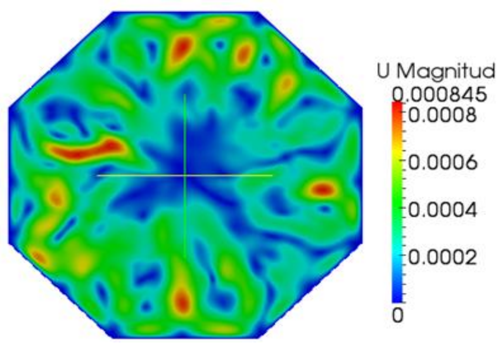
مش بندی در مقطع هشت ضلعی مطابق شکل زیر می باشد.



شکل ۴-۳۲- مش کانال مقطع هشت ضلعی

با افزایش تعداد اضلاع و مدل سازی در کانال با مقطع هشت ضلعی منتظم دیگر جریان های ثانویه مشاهده نمی شود و نظم و ترتیب موجود در بردارهای سرعت و کانتورهای رنگی سرعت مشاهده نمی شود که در اشکال زیر قابل مشاهده است.

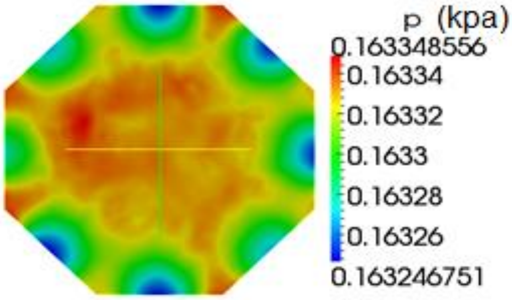




(ب) (الف)

۴-۳۳- (الف)- کانتورهای سرعت ثانویه متوسط (ب)- بردارهای سرعت ثانویه متوسط

تغییرات فشار در مقطع ناچیز است، شکل زیر گویای این مطلب است.



شکل۴-۳۴-کانتورهای فشار در مقطع جریان

در این قسمت بخشی از خروجی که موقع حل مشاهده می شود در لحظه زمانی $t = 8E - 5\ s$ ارائه گردیده است.

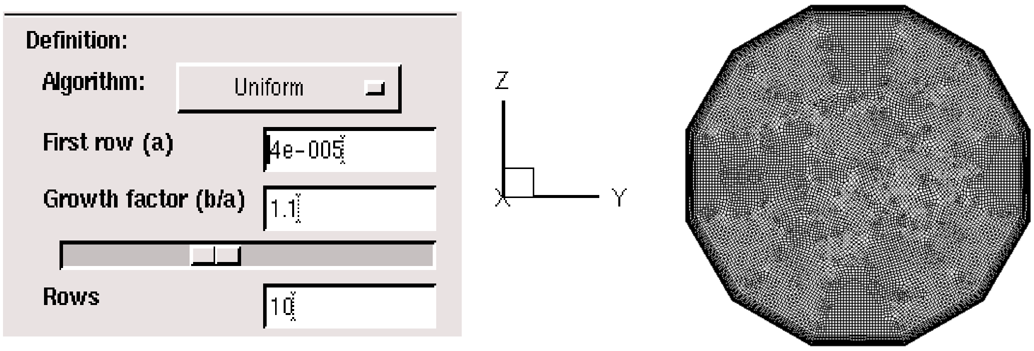
```
Time = 8e-05

Courant Number mean: 0.0146386 max: 0.417612
DILUPBiCG:  Solving for Ux, Initial residual = 0.919281, Final
residual = 3.30204e-17, No Iterations 7
DILUPBiCG:  Solving for Uy, Initial residual = 0.366519, Final
residual = 1.33191e-17, No Iterations 7
DILUPBiCG:  Solving for Uz, Initial residual = 0.364409, Final
residual = 1.29572e-17, No Iterations 7
DICPCG:  Solving for p, Initial residual = 0.0331427, Final
residual = 0.00160003, No Iterations 102
time step continuity errors : sum local = 0.000391966, global =
6.96805e-07, cumulative = 3.87396e-06
DICPCG:  Solving for p, Initial residual = 0.0103831, Final
residual = 9.77683e-11, No Iterations 286
time step continuity errors : sum local = 1.39794e-11, global =
1.30567e-13, cumulative = 3.87396e-06
ExecutionTime = 30.95 s  ClockTime = 31 s

  Calculating averages
```

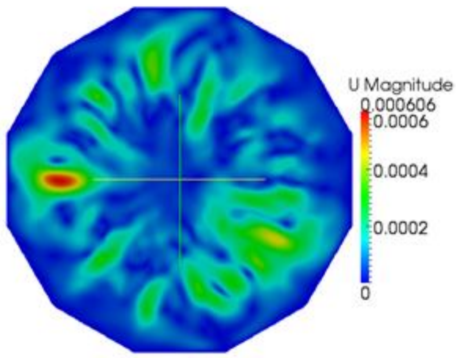
۴-۳-۱۰- ارائه نتایج در مقطع دوازده ضلعی

مش بندی در مقطع دوازده ضلعی مطابق شکل زیر می باشد.



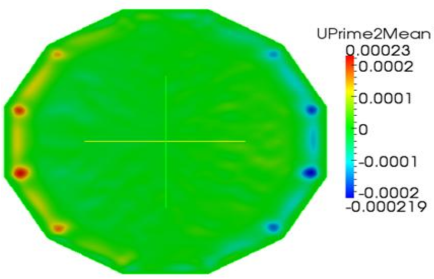
شکل ۴-۳۵- مش کانال مقطع دوازده ضلعی

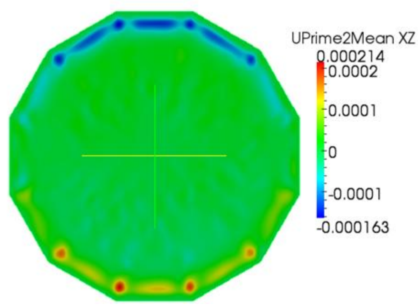
آخرین مقطع مقطع مورد بررسی مقطع دوازده ضلعی می باشد که نتایج مشابه مقطع هشت ضلعی می باشد و دیگر جریان های ثانویه قابل مشاهده نیست کانتورهای سرعت متوسط و پروفیل تأیید نتایج در شکل های زیر وجود دارد.



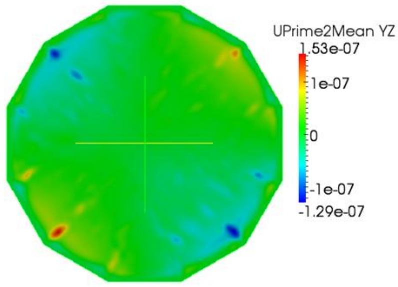
۴-۳۶- کانتورهای رنگی سرعت متوسط

در شکل های بعدی پروفیل تنش های رینولدز در مقطع جریان کانال دوازده ضلعی مشاهده می شود، کاهش شدید این تنش ها نسبت به مقطع مربعی در شکل ۴-۱۱ واضح است، تنش ها به سمت صفر میل می کند و دیگر جریان های ثانویه که در نتیجه گرادیان این تنش ها وجود دارد، مشاهده نخواهد شد شکل های پایین گویای این مطلب است.



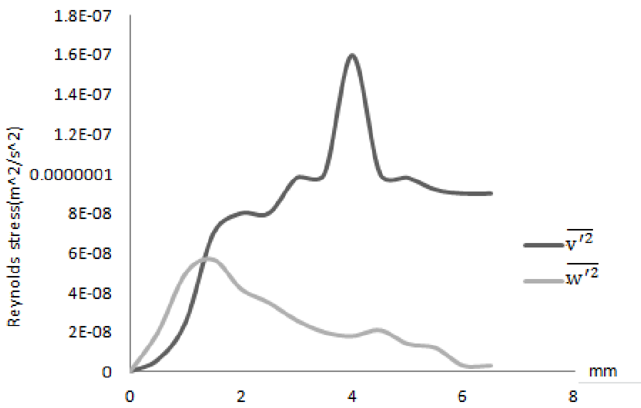


(الف) (ب)

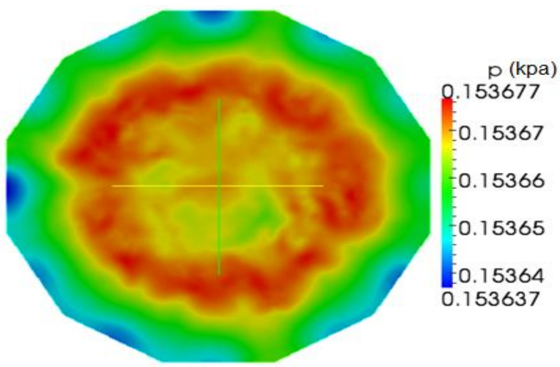


(ج)

۴-۳۷− کانتورهای رنگی تنش های برشی (الف) $\overline{\acute{u}\acute{w}}$ (ب) $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ (ج) $\overline{\acute{v}\acute{w}}$



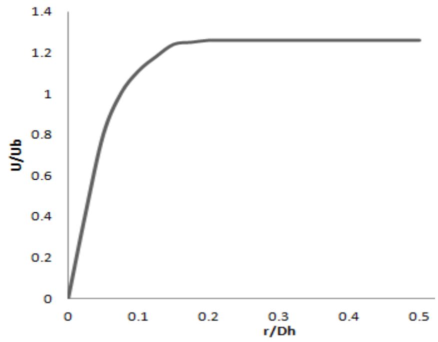
شکل ۴-۳۸- پروفیل های $\overline{w'^2}$, $\overline{v'^2}$ (تنش های عمودی) در طول خط (y=0.75cm)



شکل۴-۳۹-کانتورهای فشار در مقطع جریان

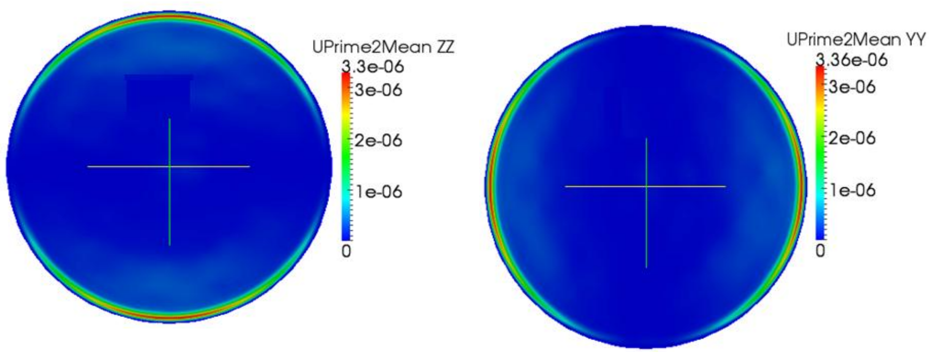
۴-۳-۱۱- ارائه نتایج در مقطع دایره ای

در این قسمت گردابه ها در یک کانال دایره ای به شعاع ۰.۰۱ متـر و طـول ۰.۰۲۵ متـر و عـدد رینولـدز ۵۰۰۰ مدل سازی شده است. کانتورهای رنگی تنش های عمودی مقطع و ترسیم پروفیل های بـه دسـت آمده دلیلی بر عدم وجود گرادیان تنش های رینولدز و عدم وجود جریان های ثانویه می باشـد عـلاوه بـر این تشابه نتایج این مقطع و مقاطع هشت ضلعی منتظم و دوازده ضـلعی منـتظم دلیـل دیگـری بـر عـدم وجود جریان های ثانویه می باشد، پروفیل نرمالیزه شده سرعت جریان مطابق شکل۴-۴۰- می باشند.



شکل ۴-۴۰– پروفیل نرمالیزه شده سرعت جریان با سرعت اصلی جریان در طول خط (y=1 cm)

۴-۴۱-کانتورهای گردابه های متوسط جریان



(ب) (الف)

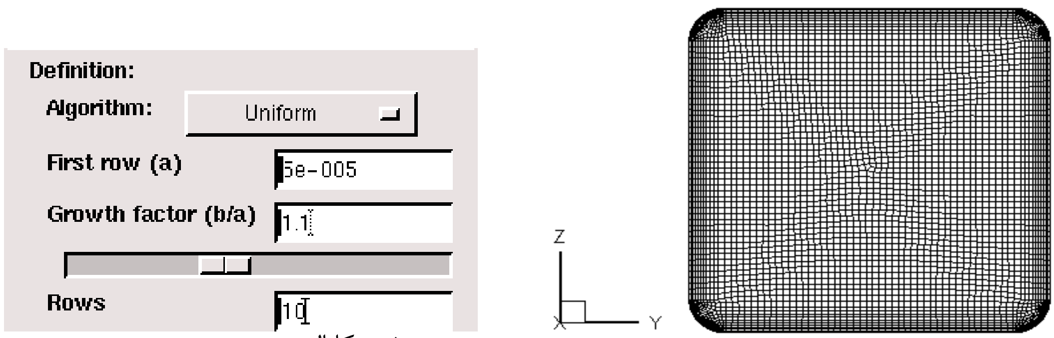
شکل۴-۴۲-کانتورهای تنش های عمودی در مقطع جریان

با عنایت به اینکه در مقطع دایره ای سرعت های ثانویه دیده نمی شود، و در واقع شکل های بالا دلیلی برای اثبات آن می باشد هدف از ارائه نتایج در این مقطع، مشاهده تشابهات با مقاطع هشت ضلعی و دوازده ضلعی می باشد.

۴-۴- اثر گرد کردن گوشه ها در مقطع

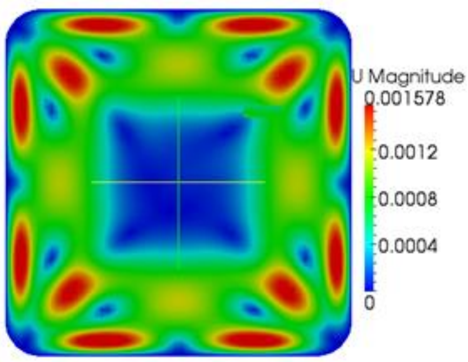
در قسمت قبل وجود یا عدم وجود جریان های ثانویه در کانال های غیر مدور بررسی گردید و نتایج با کارهای محققان گذشته و نتایج آزمایشگاهی که در این رابطه انجام شده مقایسه گردید، در این قسمت گوشه ها (تیزی) این مقاطع گرد می شود و مرحله به مرحله به میزان شعاع روند افزوده می شود و پس از محاسبه قطر هیدرولیکی و سرعت در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ وجود یا عدم وجود جریان های ثانویه بررسی می شود.

در مرحله اول در کانال با مقطع مربعی با ابعاد 1×1×2.5 cm گوشه های مقطع به شعاع 1 mm گرد می شود و در مجموع ۵۰۶۲ المان در مقطع جریان وجود دارد. مش بندی مقطع مطابق شکل ۴-۴۳ می باشد.

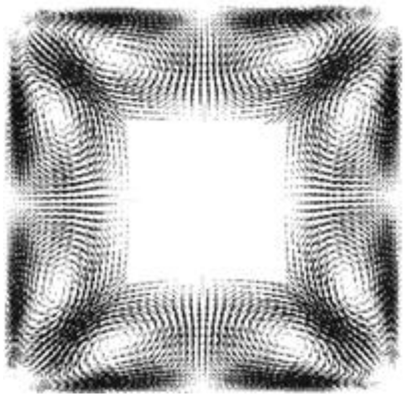


شکل ۴-۴۳- نحوه مش بندی در مقطع روند زده شده کانال

در این مقطع پس از مدل سازی و ارائه نتایج، سرعت های ثانویه مشاهده می شود و کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه و گردابه های متوسط و بردارهای سرعت های ثانویه جریان مطابق شکل های ۴-۴۴ و ۴-۴۵ خواهد بود.

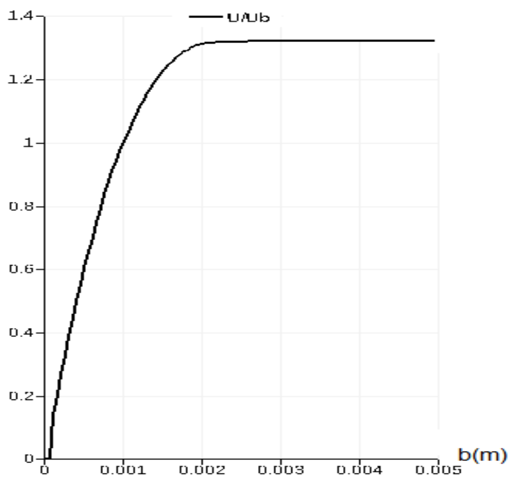


۴-۴۴– (الف) کانتورهای سرعت ثانویه متوسط –(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان

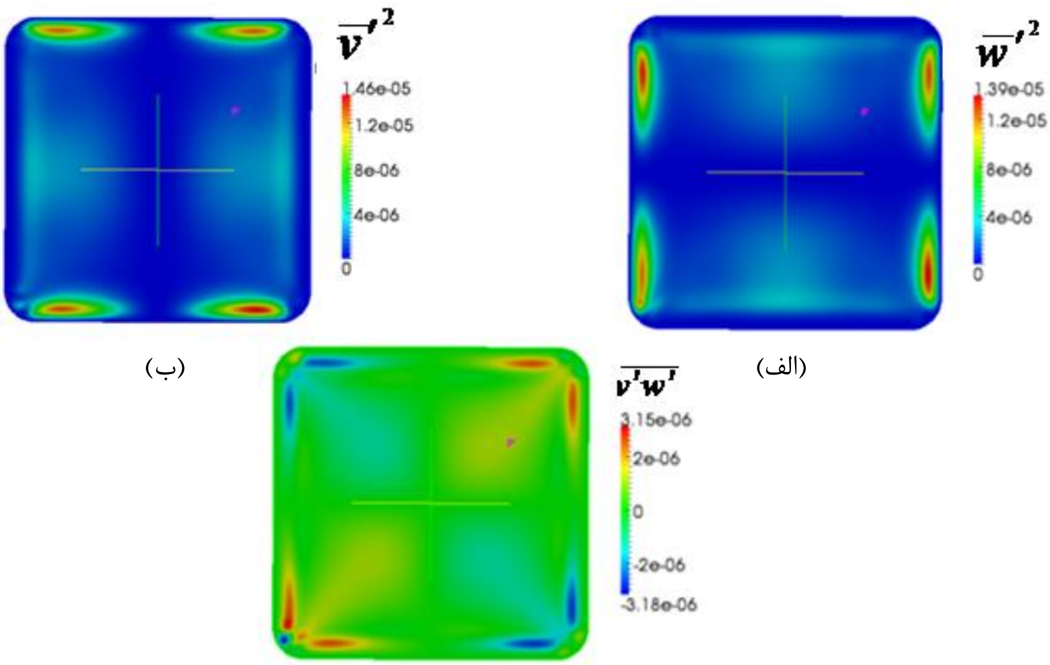


شکل ۴-۴۵- بردارهای سرعت ثانویه متوسط در یک چهارم مقطع

پروفیل های نرمالیزه شده سرعت جریان با سرعت اصلی جریان در شکل زیر موافق با شکل ۴-۴ در مقطع مربعی می باشد.



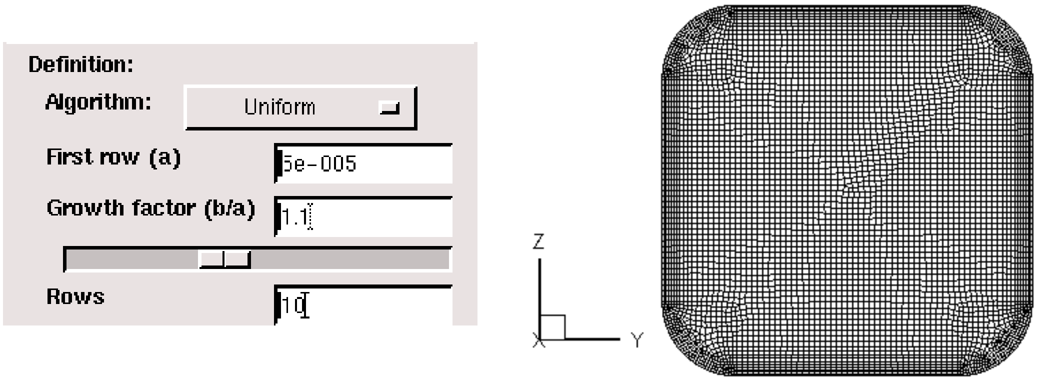
شکل ۴-۴۶ – پروفیل های نرمالیزه شده سرعت جریان با سرعت اصلی جریان در طول خط (y=0. 5 cm)



(ج)

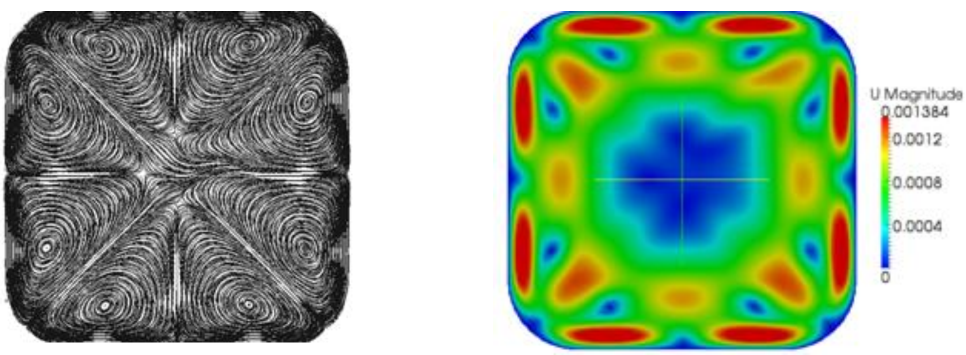
شکل ۴-۴۷– (الف) و (ب) کانتورهای رنگی تنش های عمودی رینولدز در مقطع جریان و (ج) کانتورهای رنگی تنش برشی در مقطع جریان

در مرحله دوم در کانال با مقطع مربعی با ابعاد 1×1×2.5 cm گوشه های مقطع به شعاع 2 mm گرد می شود و در مجموع ۵۸۲۱ المان در مقطع جریان وجود دارد . مش بندی مقطع مطابق شکل ۴-۴۸ می باشد.

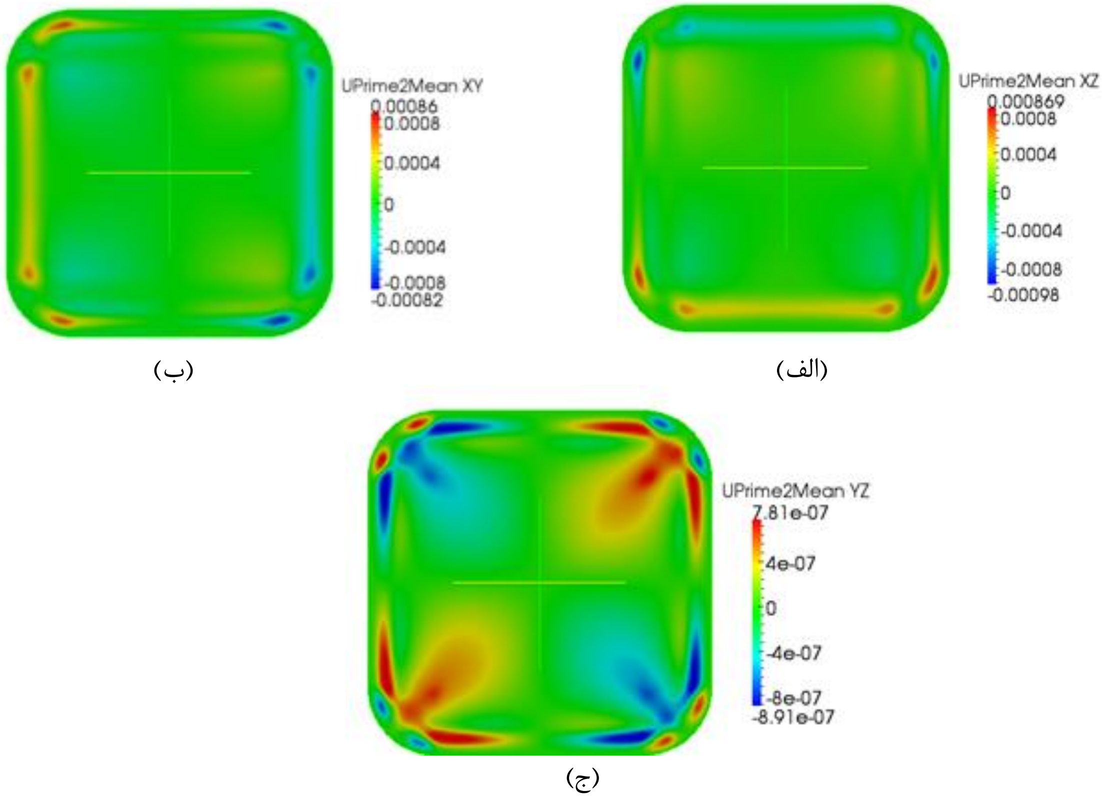


شکل ۴-۴۸- نحوه مش بندی در مقطع روند زده شده کانال

در این مقطع نیز همانند مقطع قبلی پس از مدل سازی و ارائه نتایج، سرعت های ثانویه مشاهده می شود و کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه و گردابه های متوسط جریان و سایر نتایج مطابق شکل های زیر خواهد بود.

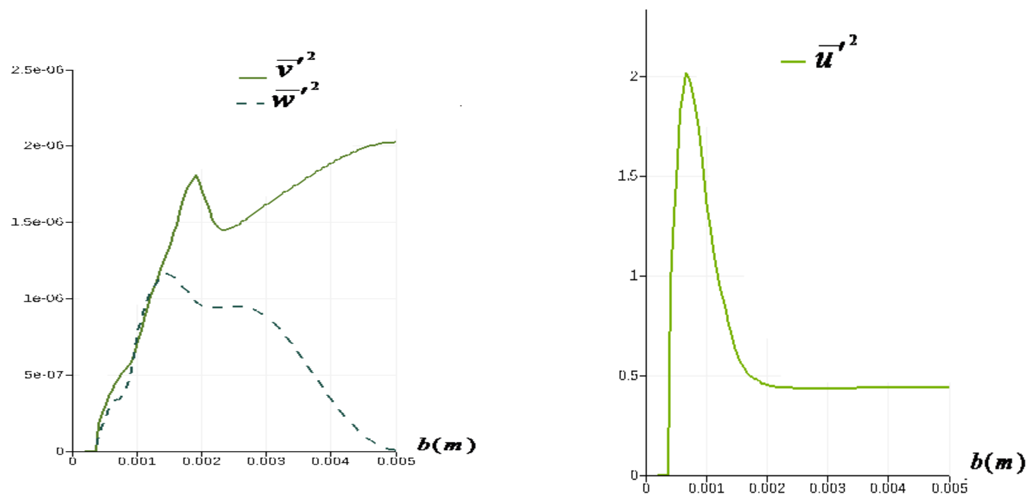


شکل ۴-۴۹ –(الف) کانتورهای سرعت ثانویه متوسط –(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان



شکل ۴-۵۰- کانتورهای رنگی تنش های برشی (الف)$\overline{\acute{u}\acute{w}}$ (ب) $\overline{\acute{u}\acute{v}}$ (ج)$\overline{\acute{v}\acute{w}}$

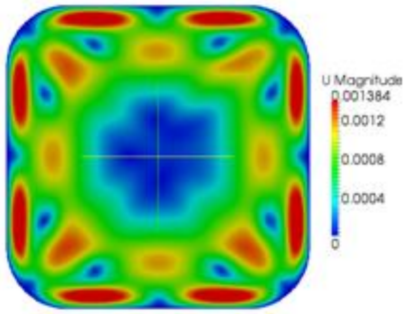
نمودار تنش های عمودی مقطع در راستای خط (y=0. 5 cm) مطابق شکل ۴-۵۱ می باشد . با مقایسه تنش های عمودی این مقطع با مقطع مربعی (شکل ۴-۱۱) به این نتیجه می رسیم که در این مقطع نیز همانند مقطع مربعی تنش های عمودی مقطع در راستای x($\overline{\acute{u}^2}$) بیشترین مقدار را دارد و همچنین تنش های عمودی مقطع در راستای y,($\overline{\acute{v}^2}$) بیشتر از تنش های عمودی مقطع در راستای z,($\overline{\acute{w}^2}$) می باشد.



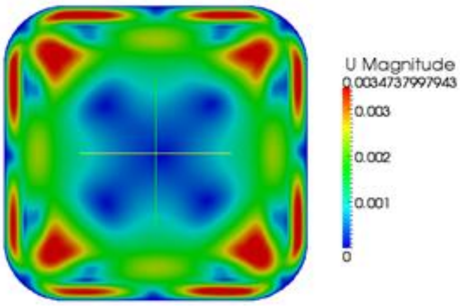
(الف) (ب)

شکل ۴-۵۱- نمودار تنش های عمودی

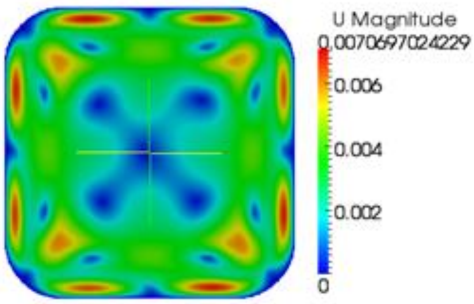
سرعت های ثانویه با افزایش عدد رینولدز افزایش می یابد، که این همان نتیجه موجود در شکل ۴-۱۳ می باشد.



(الف)



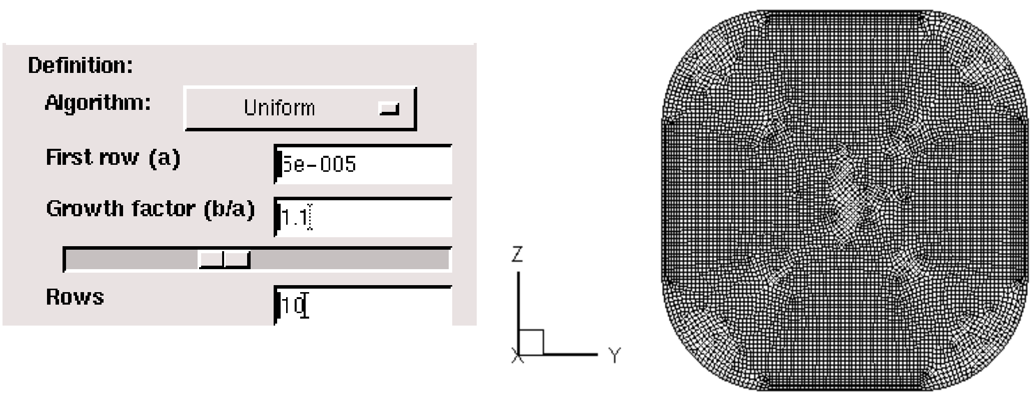
(ب)



(ج)

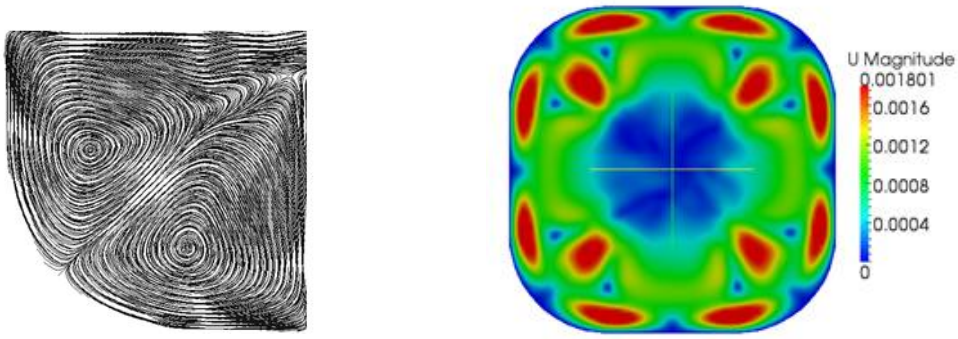
شکل ۴-۵۲- کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه (الف) رینولدز ۱۰۰۰۰ (ب) رینولدز ۲۰۰۰۰ (ج) رینولدز ۴۰۰۰۰

در مرحله سوم در کانال با مقطع مربعی با ابعاد 1×1×2.5 cm گوشه های مقطع به شعاع 3 mm گرد می شود و در مجموع ۹۲۵۱ المان در مقطع جریان وجود دارد . مش بندی مقطع مطابق شکل ۴-۵۳ می باشد.



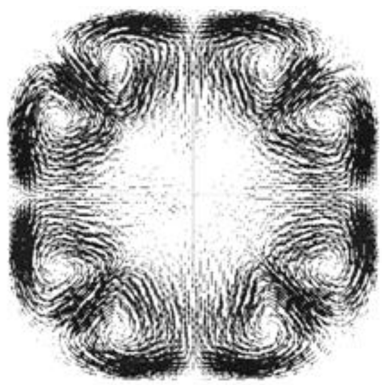
شکل ۴-۵۳- نحوه مش بندی در مقطع روند زده شده کانال

در این مقطع نیز همانند مقطع قبلی پس از مدل سازی و ارائه نتایج، سرعت های ثانویه مشاهده می شود و کانتورهای رنگی سرعت های ثانویه و گردابه های متوسط جریان و سایر نتایج مطابق شکل های زیر خواهد بود.



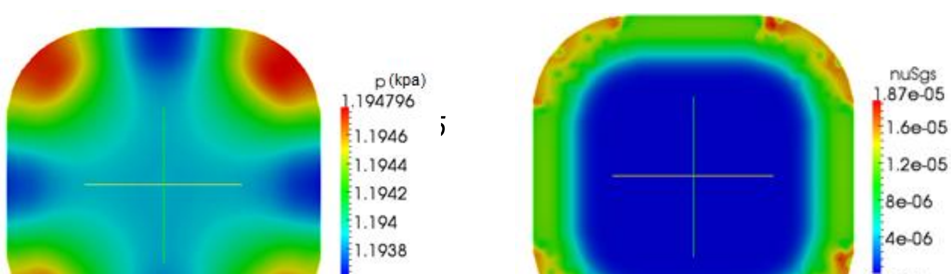
(الف) (ب)

شکل ۴-۵۴– (الف) کانتورهای سرعت ثانویه متوسط –(ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان در یک چهارم مقطع



شکل ۴-۵۵- بردارهای سرعت ثانویه متوسط

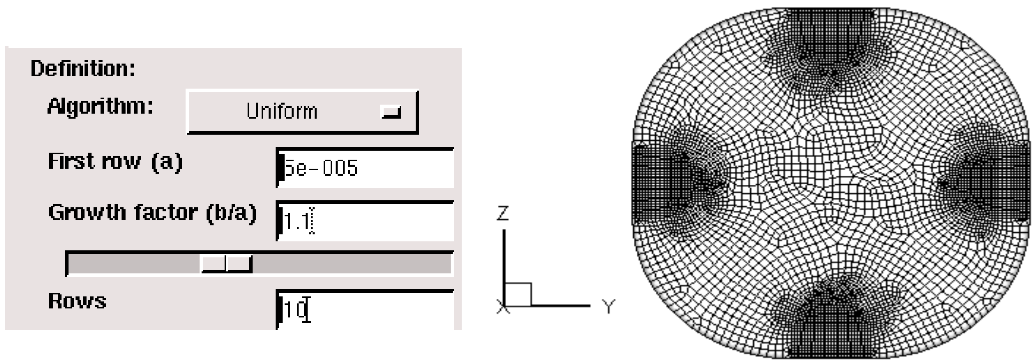
کانتورهای رنگی فشار و ویسکوزیته ادی در مقطع در شکل زیر نشان داده شده است. با مقایسه قسمت (الف) با شکل ۴-۹ و قسمت (ب) با شکل ۴-۲۱ تشابه نتایج مشهود است.



(ب) (الف)

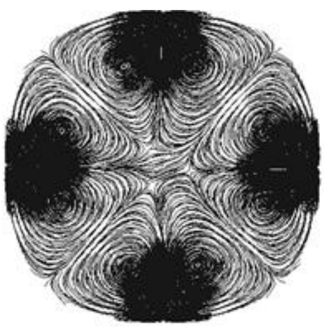
شکل۴-۵۶- (الف)- کانتورهای ویسکوزیته ادی (ب)- کانتورهای فشار متوسط در مقطع جریان

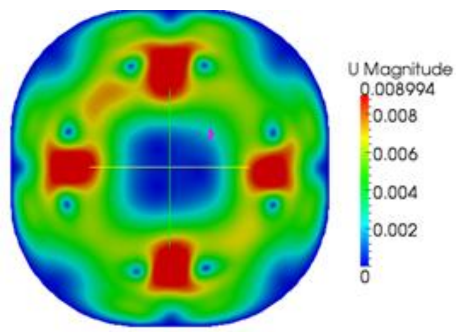
در مرحله چهارم در کانال با مقطع مربعی با ابعاد 1×1×2.5 cm گوشه های مقطع به شعاع 4 mm گرد می شود و در مجموع ۶۰۰۰ المان در مقطع جریان وجود دارد . مش بندی مقطع مطابق شکل ۴-۵۷ می باشد.



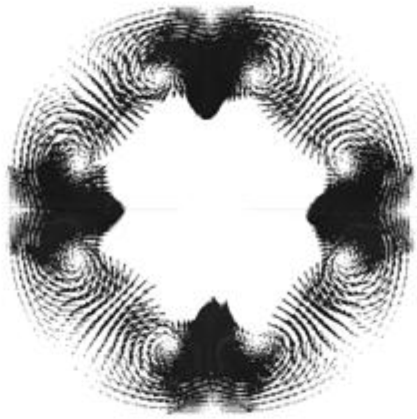
شکل ۴-۵۷- نحوه مش بندی در مقطع روند زده شده کانال

در این مقطع پس از مدل سازی و ارائه نتایج، دیگر سرعت های ثانویه مشاهده نمی شود، با توجه به اینکه با افزایش میزان شعاع گرد کردن گوشه ها در این مرحله، مقطع به دایره نزدیکتر می شود و با توجه به اینکه در قسمت ۴-۲-۱۱ عدم وجود جریان های ثانویه در مقطع دایره ای نشان داده شد، این تشابه منجر به نتیجه مشابه خواهد شد. کانتورهای رنگی سرعت و گردابه های متوسط جریان و سایر نتایج مطابق شکل های زیر خواهد بود.



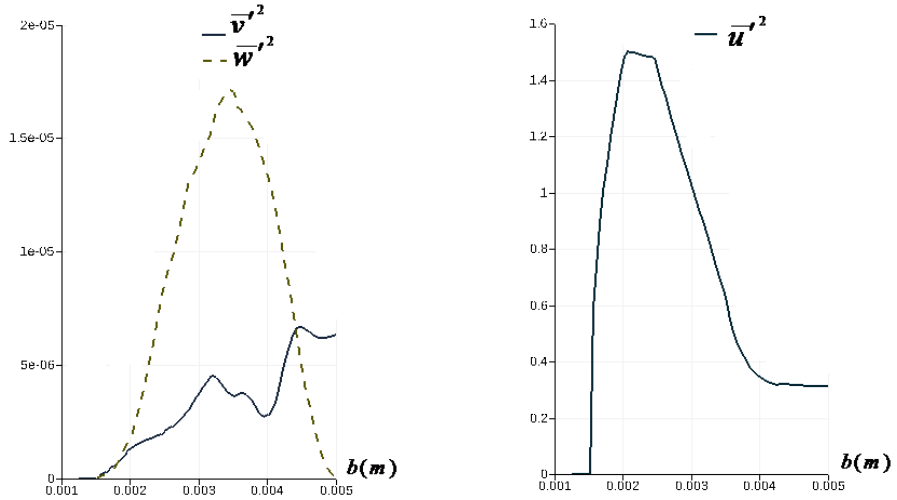


شکل ۴-۵۸– (الف) کانتورهای سرعت متوسط – (ب) کانتورهای گردابه های متوسط جریان در مقطع



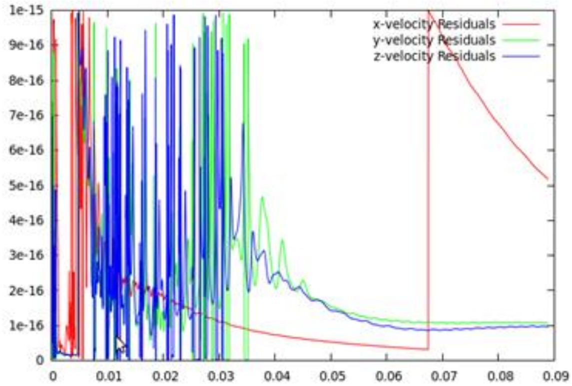
شکل ۴-۵۹- بردارهای سرعت متوسط در مقطع

نمودار تنش های عمودی مقطع در راستای خط (y=0. 5 cm) مطابق شکل ۴-۶۰ می باشد . با مقایسه تنش های عمودی این مقطع با مقطع مربعی (شکل ۴-۱۱) و مقطع روند زده شده (شکل ۴-۵۱) به این نتیجه می رسیم که در این مقطع نقطه شروع نمودار تنش های عمودی مقطع در راستای x$(\overline{\acute{u}^2})$ با دو شکل فوق الاشاره تفاوت دارد و همچنین تنش های عمودی مقطع در راستایy,$(\overline{\acute{v}^2})$ بیشتر از تنش های عمودی مقطع در راستای z,$(\overline{\acute{w}^2})$ نمی باشد، که این هم تفاوت دیگری می باشد و در عدم وجود جریان های ثانویه بی تأثیر نخواهد بود.



شکل ۴-۶۰- نمودار تنش های عمودی مقطع

نمودار خطا در این قسمت نیز نظیر شکل ۴-۱۲ می باشد .



شکل ۴-۶۱- نمودار خطا در محاسبه سرعت

فصل پنجم

نتیجه گیری و پیشنهادات

این پایان نامه شامل دو قسمت می باشد: درقسمت اول جریان آشفته در کانال های غیر مدور بررسی گردید و در قسمت دوم گوشه های این مقاطع گرد شد و در دو بخش وجود یا عدم وجود جریان های ثانویه بررسی گردید. با عنایت به مطالب ارائه شده در فصول قبل، می توان نتیجه گیری های زیر را ارائه نمود:

۵-۱- نتیجه گیری

- ✓ جریان های ثانویه در کانال های غیر دایره ای به علت غیر ایزوتروپ بودن آشفتگی رخ می دهند.
- ✓ با توجه به اینکه روش $\mathrm{k}-\varepsilon$ استاندارد، آشفتگی را به شکل ایزوتروپ مدل سازی می کند، این مدل توانایی نشان دادن جریان های ثانویه را ندارد و در نتیجه هیچ جریان ثانویه ای را نشان نمی دهد.
- ✓ شرایط مرزی مناسب برای مدلسازی جریان توسعه یافته، به صورت مرز متناوب می باشد که به طور پیوسته جواب های خروجی را در ورودی اعمال می کند، در غیر اینصورت جریان های ثانویه ظاهر نخواهد شد.
- ✓ در مدل مذکور باید $\mathrm{y}^{+} \leq 1.5$ و عدد کورانت کمتر از یک باشد، که جریان های ثانویه قابل مشاهده باشند.
- ✓ اهمیت وجود جریان های ثانویه در افزایش مقادیر ممنتوم و انتقال حرارت در دیواره ها می باشد.
- ✓ جریان های ثانویه نمایان شده با جریان ثانویه و برآمدگی کانتور های سرعت که به طور آزمایشگاهی به دست آمد، تطابق دارد.
- ✓ هر چقدر عدد رینولدز افزایش می یابد جریان های ثانویه هم افزایش می یابند و بردار های سرعت در صفحه نمایان تر می شوند و به سمت گوشه ها متمایل تر می شوند.

- ✓ جریان های ثانویه در مقاطع مربعی، مستطیلی، مثلثی و پنج ضلعی منتظم و شش ضلعی منـتظم به وضوح قابل رویت می باشند.
- ✓ در شش ضلعی منتظم مقادیر سرعت های ثانویه به شدت کاهش می یابنـد و پـس از آن نیـز در مقطع هشت ضلعی و دوازده ضلعی این روند رو به کاهش ادامه دارد. کاهش شـدید و رو بـه صـفر شدن تنش های عمودی در مقطع، عامل اصلی محو شدن جریان های ثانویه می باشد. عـلاوه بـر آن تشابه آن بانتایج مقطع دایره ای و ثابت بودن تـنش هـای عمـودی در مقطـع و صـفر شـدن گرادیان آن، دلیل دیگری در محو شدن جریان های ثانویه می باشد.
- ✓ با توجه به روابط تنش های رینولدز با توان دوم C_s رابطه مستقیم دارند و با افزایش آن تنش های رینولدز افزایش می یابند.
- ✓ گرادیان فشار متوسط در مقطع جریان ناچیز می باشد و کانتورهای رنگی فشار نیز آن را تأیید می نماید.
- ✓ در قسمت دوم این پایان نامه با گرد کردن گوشه ها و افزایش شعاع انحنا در هر مرحله تا مرحلـه سوم که میزان شعاع گرد کردن گوشه ها 0.3 طول ضلع می باشد، پس از مـدل سـازی جریـان های ثانویه مشاهده می شوند و تایید نتایج مانند قسمت قبلی می باشد اما در مرحله چهـارم کـه میزان شعاع به 0.4 طول ضلع افزایش می یابد با عنایت به اینکه مقطـع بـه دایـره نزدیکتـر مـی شود، دیگر جریان های ثانویه وجود ندارد وتفاوت نمودارهای تنش عمودی مقطـع نیـز محسـوس می باشد همچنین نتایج مشابه مقطع دایره ای می باشد .

۵-۲- پیشنهادات

با توجه به مطالب ارائه شده در این پایان نامه، موارد زیر برای کارهای پژوهش آینده توصیه می گردد:

- ✓ مدل آشفتگی LES از لحاظ محاسباتی سنگین می باشد. روش های مدلسازی آشفتگی غیر ایزوتروپ دیگر مانند RSM را می توان استفاده کرد و صحت عملکرد آن ها را نسبت به نتایج آزمایشگاهی بررسی نمود.
- ✓ در تحقیق حاضر از روش LES و Smagorinsky برای مدل سازی استفاده گردید، از سایر روش های موجود در LES و یا سایر روش های موجود برای جریان های آشفته نیز می توان استفاده کرد و نتایج را بررسی نمود.
- ✓ در این تحقیق مدلسازی با مش های ریز در حد $y^+ < 2$ با توصیه سایر محققین انجام گرفت تا مدل همگرا شود، چنین مش ریزی پر هزینه می باشد. بررسی استفاده از توابع دیواری که بتواند این قید را کاهش دهد توصیه می گردد.
- ✓ برای مقاطع مستطیل شکل و انواع چند ضلعی ها کارهای آزمایشگاهی مناسب صورت نگرفته است، انجام آزمایشات بری این مقاطع نیز توصیه می گردد.

پیوست

الف-۱-OpenFOAM چیست ؟

یکی دیگر از نرم افزار های موجود برای تحلیل رفتار سیال، OpenFOAM می باشد. OpenFOAM مخفف عبارت Open Fluid Operation And Manipulation می باشد. این نرم افزار به زبان c++ نوشته شده و در محیط linux نصب و اجرا می شود.

این نرم افزار از اواسط سال ۲۰۰۶ در نسخه های مختلف عرضه شده است. از جمله مهمترین امتیازات OpenFOAM نسبت به نرم افزار های مشابه مانند Fluent و CFX ، می توان به موارد زیر اشاره کرد:

- مجانی بودن و در تنیجه قابل دانلود بودن آن از سایت رسمی (www.openfoam.com).
- جامعیت در مسائل مختلف مکانیک سیالات.
- متن باز بودن کدها.
- قابلیت تغییر کدهای موجود توسط کاربر.
- ساختار یافته بودن کدها و در نتیجه سادگی ویرایش آنها.

با توجه به متن باز بودن کدها، این نرم افزار به سرعت و توسط اشخاص مختلف در سراسر جهان گسترش می یابد. نمودار زیر برگرفته از سایت www.google.com/trends ، و مربوط به مقایسه تعداد search های انجام شده با کلمات fluent و OpenFOAM در سایت google است که نشانگر گسترش OpenFOAM در این زمان کوتاه نسبت به fluent می باشد.

الف-۲- دانلود و نصب OpenFOAM

همانطور که اشاره شد، OpenFOAM مجانی و در دسترس عموم می باشد. این نرم افزار را می توان از سایت رسمی OpenFOAM مرجع [۶۲] دانلود کرد. متاسفانه بدلیل تحریم ها علیه ایران، این نرم افزار برای سرورهای داخلی غیرقابل دسترس می باشد. با این حال می توان با استفاده از نرم افزارها و سایت های ضد فیلتر آن را از سایت دانلود کرد. ورژن های مختلف این نرم افزار تا به امروز عبارتند از :

1.7.0 -۹-۱, 1.1 , 1.2 , 1.3 , 1.4 , 1.4-dev , 1.5 , 1.5-dev , 1.6 , 1.6.x ,

, 1.7.x , 1.7.1

ورژن هایی که در آخر نام آن ها 'x' است، قابلیت آپدیت توسط repository های مخصوص OpenFOAM را دارا می باشند. ورژن هایی که در پایان نام آن ها عبارت 'dev' است، توسط متخصصین دیگری گسترش می یابند و شامل بعضی ابزارهای جداگانه نسبت به OpenFOAM استاندارد می باشند. این ورژن ها از سایت مرجع [۶۳] قابل دانلود می باشند. آخرین ورژن موجود تا این زمان 1.7.1 می باشد که در ماه آگوست سال ۲۰۱۰ عرضه شده است.

این نرم افزار در چهار فرمت source code (برای نصب بر روی انواع لینوکس)، binary (کامپایل شده و بدون نیاز به نصب)، Git Repository (مخصوص ورژن های 1.6.x و 1.7.x) و svn based (مخصوص ورژن های dev.) عرضه شده است. البته نسخه های جدیدتر در فرمت های deb. و RPM. که مخصوص نصب مستقیم در لینوکس های مختلف می باشند نیز عرضه شده اند.

برای نصب نرم افزار کافیست با توجه به فرمت مورد نظر، روش مناسب گفته شده در سایت اصلی را دنبال کنید.

الف-۳- ساختار کلی فولدرها

بعد از نصب کامل نرم افزار، دو فولدر اصلی در محل مورد نظر مشخص خواهند بود : فولدر OpenFOAM-version و Thirdparty . فولدر OpenFOAM شامل تمامی کدها، سالور ها، متن ها و مثال های مربوط به آن ورژن از OpenFOAM می باشد. فولدر Thirdparty نیز شامل نرم افزار های جانبی برای اجرا شدن OpenFOAM می باشد. از مهمترین این نرم افزار ها می توان به paraview اشاره کرد که مربوط به مشاهده و post-processing نتایج حاصل از حل می باشد. فولدر OpenFOAM نیز به بخش های مختلفی تقسیم می شود که در جدول زیر مهمترین آن ها آورده شده است.

جدول الف-۱- فولدر های موجود در OpenFOAM

نام فولدر	مطالب موجود
Applications	کدهای مربوط به سالورها و ابزارهای جانبی
Src	کدهای روش های عددی و معادلات کلی مکانیک سیالات بکاررفته
Tutorials	مثال های مختلفی از سالور های گوناگون
Doc	Tutorial های ساده و پیشرفته برای استفاده کنندگان
etc	مشخصات ابزارهایی که OpenFOAM با آن ها کار می کند

برای تغییر در هر یک از موارد ذکر شده، می توان به فولدر مورد نظر رجوع ، و تغییر لازم را اعمال کرد و یا قسمتی جدید به آن اضافه نمود و سپس آن قسمت را دوباره کامپایل کرد.

یکی از مشخصات مهم نرم‌افزار جامعیت در زمینه‌های مختلف مکانیک سیالات می‌باشـد. قسـمتی از مسائل قابل بررسی در *OpenFOAM*، عبارت است از:

- حل جریان تراکم‌پذیر و تراکم‌ناپذیر به صورت پایا و گذرا.
- حل مسائل توربولانس با استفاده از مدل‌های مختلف توربولانسی.
- حل جریان با استفاده از انواع مدل‌های LES.
- بررسی انتقال حرارت به همراه حل جریان.
- بررسی احتراق.
- بررسی اثر متقابل سیال و جسم جامد (FSI).
- استفاده از شبکه متحرک در مسائل مختلف.

الف-۴- حل کننده های OpenFOAM

یکی از تفاوت های عمده نرم افزار *OpenFOAM* با نرم افزار های مشابه مانند *fluent* و *CFX* ، وجود حل کننده های جداگانه برای حل مسائل مختلف می باشد. برای مثال حل کننده های حل پایا با حل کننده های حل گذرا متفاوت می باشند و یا بعضی از حل کننده ها با بررسی انتقال حرارت همراه هستند و بعضی دیگر تنها معادلات دینامیکی سیال را حل می کنند. در نهایت کاربر بسته به مسأله مورد بررسی باید از حل کننده مناسب استفاده کند. در هر نسخه به تعداد حل کننده های موجود در نرم افزار اضافه می شود. برای مثال، چند حل کننده اصلی به همراه کاربرد آن ها در جداول زیر لیست شده اند.

جدول الف-۲- تعدادی از حل کننده های اصلی در OpenFOAM

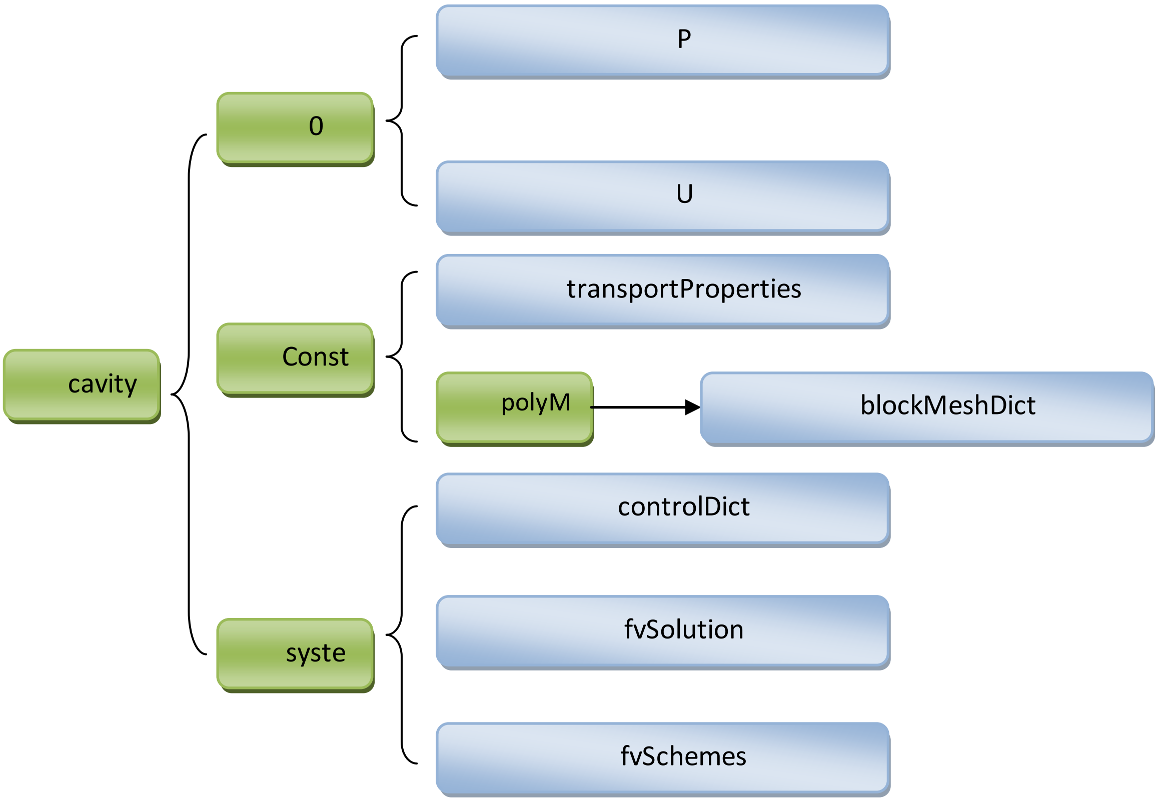
سیال تراکم ناپذیر	
حل کننده گذرا برای حل جریان غیر قابل تراکم، لایه ای و نیوتونی	icoFoam
حل کننده گذرا برای حل جریان غیر قابل تراکم، لایه ای و نیوتونی برای شبکه	icoDyMFoam

متحرک	
حل کننده گذرا برای حل جریان غیر قابل تراکم، لایه ای و غیر نیوتونی	nonNewtonianIcoFoam
حل کننده پایا برای حل جریان غیر قابل تراکم، لایه ای و توربولانس و نیوتونی یا غیرنیوتونی	simpleFoam
حل کننده گذرا برای حل جریان غیر قابل تراکم، لایه ای و توربولانس و نیوتونی یا غیرنیوتونی	turbFoam
حل کننده LES برای سیال غیر قابل تراکم	pisoFoam
سیال تراکم پذیر	
حل کننده LES برای سیال تراکم پذیر	**coodles**
حل کننده گذرا برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت	**rhoPimpleFoam**
حل کننده پایا برای حل جریان تراکم پذیر با رفتار صریح یا غیر صریح porosity	**rhoPorousSimpleFoam**
حل کننده گذرا برای حل جریان تراکم پذیر	**rhoTurbFoam**
حل کننده پایا برای حل جریان تراکم پذیر	**rhoSimpleFoam**
انتقال حرارت	
حل کننده گذرا برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت	**buoyantFoam**
حل کننده پایا برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت	**buoyantSimpleFoam**
حل کننده پایا برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت و تشعشع	**buoyantSimple-RadiationFoam**
حل کننده کوپل کننده انتقال حرارت در یک سطح جامد با اثرات تراکم‌پذیری در سیال	**chtMultiRegionFoam**
حل کننده LES برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت	**lesBuoyantFoam**
حل کننده گذرا برای حل جریان تراکم پذیر، توربولانس به همراه انتقال حرارت	**buoyantFoam**

OpenFOAM حل کننده های متعدد دیگـری در زمینــه احتـراق، جریـان چنـد فـازی، ذرات موجــود در جریــان و.... نیــز دارد. بــرای مشــاهده مجموعــه کلــی حــل کننــده هــای اســتاندارد در *OpenFOAM* به مرجع *[۶۴]* رجوع کنید.همچنین کاربر می تواند با تسلط بر نحوه برنامـه نویسـی در *OpenFOAM* و تسلط بر زبان *C++* ، حل کننده های مورد نظر خود را به برنامه اضـافه و از آن ها در حل مسائل استفاده کند.

الف-۵- نحوه حل مسائل در OpenFOAM

برای دانستن نحوه کار با حل کننده ها، مشخص کردن شبکه، شرایط مرزی ، خصوصیات جریان و .... مثالی را در اینجا مطرح می کنیم. ابتدا به مسیر OpenFOAM-version /tutorials / Incompressible /icoFoam رفته و فولدر cavity کپی و سپس در جای دیگری از کامپیوتر خود paste کنید. این مساله یکی از ساده ترین مسائل مکانیک سیالات می باشد که توسط حل کننده icoFoam که ساده ترین حل کننده موجود در OpenFOAM است، حل می شود. حال نگاهی به درون فولدر cavity می اندازیم. همانطور که در شکل زیر مشخص است، این فولدر به فولدرها و فایل های مختلفی تقسیم می شود.



شکل الف-۱- جزئیات موجود در حل کننده cavity

فولدرهای 0، constant و system فولدرهای اصلی هر case در OpenFOAM می باشند و وجود این فولدرها برای حل مساله الزامی می باشد. فایل های موجود در این فولدر هارا اصطلاحاً دیکشنری می گویند. در حقیقت این فایل ها و نوشته ها ی درون آن ها که توسط کاربر تعیین می شوند، توسط حل کننده خوانده می شوند ودر حل مساله مورد استفاده قرار می گیرند. در این جا باید خاطر نشان کرد که مثال فعلی مربوط به سالور icoFoam می باشد و در حل کننده های دیگر ممکن است دیکشنری های دیگری نیز لازم باشد. برای دیدن مثال از هر حل کننده می توان به case ها ی نمونه در فولدر tutorial مراجعه کرد. حال به بررسی دیکشنری های موجود در این فولدر ها می پردازیم.

الف-۵-۱- فولدر constant

در این فولدر مشخصات سیال و شبکه مورد استفاده به همراه مشخصات کلی شرایط مرزی بیان می گردد. ابتدا نگاهی به دیکشنری **transportProperties** می اندازیم.

```
/*---------------------------------*- C++ -*-----------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*-----------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    location    "constant";
    object      transportProperties;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

nu              nu [ 0 2 -1 0 0 0 0 ] 0.01;


//
*******************************************************************
****** //
```

همانطور که در شکل مشخص است، تنها تعیین ویسکوزیته سینماتیک سیال در این حل کننده کافی می باشد. واحد **nu** در جلوی آن مشخص شده است و با توجه به جدول زیر و اینکه واحدهای OpenFOAM به طور پیش فرض بر روی SI تعیین شده است، واحد آن $[m^2s^{-1}]$ و مقدار آن 0.01 می باشد.

```
 1 2 3 4 5 6 7
[0 2 -1 0 0 0 0]
```

No.	Property	SI unit		USCS unit
1	Mass	kilogram (kg)		pound-mass (lbm)
2	Length	metre (m)		foot (ft)
3	Time	— — — —	second (s)	— — — —
4	Temperature	Kelvin (K)		degree Rankine (°R)
5	Quantity	kilogram-mole (kgmol)		pound-mole (lbmol)
6	Current	— — — —	ampere (A)	— — — —
7	Luminous intensity	— — — —	candela (cd)	— — — —

فولدر دیگری که در این مکان قرار دارد، polyMesh است که حاوی اطلاعات شبکه مورد نظر می باشد. وقتی به داخل این فولدر می رویم دیکشنری به نام blockMesh قابل مشاهده است. این دیکشنری در اصل مشخصات مربوط به یک mesh generation بسیار ساده در OpenFOAM می باشد.

```
/*--------------------------------*- C++ -*------------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*-------------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    object      blockMeshDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

convertToMeters 0.1;

vertices
(
    (0  0  0)
    (1  0  0)
    (1  1  0)
    (0  1  0)
    (0  0  0.1)
    (1  0  0.1)
    (1  1  0.1)
```

```
    (0 1 0.1)
);

blocks
(
    hex (0 1 2 3 4 5 6 7) (20 20 1) simpleGrading (1 1 1)
);

edges
(
);

patches
(
    wall movingWall
    (
        (3 7 6 2)
    )
    wall fixedWalls
    (
        (0 4 7 3)
        (2 6 5 1)
        (1 5 4 0)
    )
    empty frontAndBack
    (
        (0 3 2 1)
        (4 5 6 7)
    )
);

mergePatchPairs
(
);

//
*********************************************************************
****** //
```

در این دیکشنری نقاط اصلی، تعداد نودها بر روی هر ضلع ، نام مرزها و شرایط مرزی برای یک شبکه بسیار ساده به شکل مکعب مستطیل آورده شده است. با اجرای دستور blockMesh در ترمینال در فولدر case (جایی که سه فولدر اصلی قرار دارند) شبکه با استفاده از این دیکشنری در فولدر polyMesh تشکیل می شود. این شبکه شامل فایل های boundary، 113eighbor ، faces ، owner و points می باشد که هر کدام یکی از مشخصات شبکه را در خود دارد. یکی از مهمترین این فایل ها boundary می باشد که شرایط مرزی کلی را در خود دارد. این شرایط مرزی برای دیوارها به صورت wall و برای inlet یا outlet باید بصورت patch قرار داده شود.

شرط مرزی empty مربوط به حالت حل دو بعدی می باشد. در این حالت شبکه باید به صورت سه بعدی زده شود و سپس شرایط مرزی دیواره های بعد سوم برابر empty قرار داده شوند. شرایط مرزی به صورت جزئی تر در فولدر 0 تعین می شوند که در قسمت بعدی توضیح داده خواهند شد.

نکته دیگر این که OpenFOAM علاوه بر blockMesh (که یک mesh generation بسیار ابتدائی است) قادر است شبکه را از دیگر نرم افزار ها نیز import کند. این کار با کپی کردن فرمت درست فایل شبکه هر نرم افزار و سپس اجرای دستور مربوطه انجام می شود و شبکه در polyMesh ذخیره خواهد شد. برای مثال با استفاده از دستور fluentMeshToFoam می توان فایل های msh. را از gambit به openFOAM آورد و از آن استفاده کرد. بدین ترتیب که ابتدا فایل msh. را در فولدر case کپی می کنیم و سپس با استفاده از ترمینال و وارد کردن دستور <name of the file>.msh fluentMeshToFoam آن را به فرمت OpenFOAM تبدیل می کنیم.

این دستور ها به طور کلی عبارتند از :

fluentMeshToFoam	ideasUnvToFoam	netgenNeuturalToFoam
GambitToFoam	kivaToFoam	Plot3DtoFoam
gmshToFoam	mshToFoam	starToFoam
polyDualMesh	ssammToFoam	tetgenToFoam

الف-۵- ۲- فولدر 0

در این فولدر شرایط مرزی جزئی (شرایط مرزی کلی در فایل /constant/polyMesh boundary مشخص شدند.) و شرایط اولیه تعیین می شوند. شرایط مرزی باید برای تمامی متغیرهای مورد استفاده در جریان تعیین شوند. چون حل کننده حاضر laminar می باشد،

بنابراین فقط دیکشنری های P و U در فولدر 0 موجود می باشند. در صورت استفاده از حل کننده توربولانس، متغیرهای توربولانسی (k ، epsilon، omega و...) و در صورت استفاده از حل کننده انتقال حرارتی، دما (T) نیز باید در این دیکشنری ها اضافه شوند. دیکشنری های P و U در این case ، در شکل زیر نشان داده شده اند.

دیکشنری U

```
/*---------------------------------*- C++ -*-------------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*-------------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       volVectorField;
    object      U;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

dimensions      [0 1 -1 0 0 0 0];

internalField   uniform (0 0 0);

boundaryField
{
    movingWall
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform (1 0 0);
    }

    fixedWalls
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform (0 0 0);
    }

    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
```

```
}

//
*****************************************************************
****** //
```

دیکشنری P :

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*---------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       volScalarField;
    object      p;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

dimensions      [0 2 -2 0 0 0 0];

internalField   uniform 0;

boundaryField
{
    movingWall
    {
        type            zeroGradient;
    }

    fixedWalls
    {
        type            zeroGradient;
    }

    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
                                                                }
```

همانطور که مشخصات در این قسمت نیز مانند فایل boundary ، برای مرزهای بعد سوم شرایط مرزی empty استفاده می شود. مهمترین شرایط مرزی در این قسمت عبارتند از :

- fixedValue
- zeroGradient
- fixedGradient
- pressureInletVelocity
- totalPressure
- InletOutlet
- pressureInletVelocity
- ......

برای مشاهده کامل این شرایط مرزی می توانید به مرجع [۶۵] زیر مراجعه کنید.

البته کاربر می تواند با آشنایی با ساختار OpenFOAM و زبان c++ ، خود شرایط مرزی دلخواه را به این شرایط مرزی اضافه کند.

الف-۵-۳- فولدر system

این فولدر حاوی سه دیکشنری اصلی controlDict ، fvSchemes و fvSolution می باشد.

دیکشنری controlDict وظیفه کنترل روند زمانی حل و چاپ جواب ها را بر عهده دارد.

```
/*---------------------------------*- C++ -*-------------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*-------------------------------------------------------------------
----------*/
```

```
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    location    "system";
    object      controlDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

application     icoFoam;

startFrom       startTime;

startTime       0;

stopAt          endTime;

endTime         0.5;

deltaT          0.005;

writeControl    timeStep;

writeInterval   20;

purgeWrite      0;

writeFormat     ascii;

writePrecision  6;

writeCompression uncompressed;

timeFormat      general;

timePrecision   6;

runTimeModifiable yes;


//
*******************************************************************
****** //
```

همانطور که در شکل بالا مشاهده می کنید، در قسمت startFrom زمان startTime مشخص شده است که در سطر پایینی برابر 0 قرار داده شده است. در دو سطر پایینی نیز به همین ترتیب زمان پایان حل برابر 0.5 قرار داده شده است. در سطر پنجم deltaT (به معنی گام های زمانی در حل) برابر 0.005 ثانیه قرار داده شده است. این deltaT مخصوصا برای سالورهای transient از

اهمیت بسزائی برخوردار می باشد و با بزرگ شدن بیش از حد آن ممکن است جواب diverge کند. دو سطر پایین تر بدین معنی می باشند که گام های زمانی مشخصه اصلی برای چاپ نتایج باشند و همچنین به ازای هر ۲۰ گام زمانی نتایج چاپ شوند. گزینه purgeWrite حداکثرتعداد چاپ نتایج را مشخص می کند. مثلا با purgeWrite برابر ۳ ، تنها سه تا از آخرین گام های زمانی با فاصله ۲۰ از هم چاپ می شوند و بقیه از جواب ها پاک می شوند. گزینه های writePrecision و timePrecision نیز به ترتیب به معنی دقت در نوشتن نتایج و دقت در نوشتن زمان در چاپ فولدرها می باشد.

دیکشنری بعدی fvSchemes می باشد. این دیکشنری نحوه جدا سازی (discretization) ترم های مختلف در معادلات حاکم بر سالور را مشخص می کند.

```
/*---------------------------------*- C++ -*-----------------------
----------*\
| =========                 |
          |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
         |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
          |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
          |
|    \\/     M anipulation  |
          |
\*------------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    location    "system";
    object      fvSchemes;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

ddtSchemes
{
    default         Euler;
}

gradSchemes
{
    default         Gauss linear;
```

```
    grad(p)          Gauss linear;
}

divSchemes
{
    default          none;
    div(phi,U)       Gauss linear;
}

laplacianSchemes
{
    default          none;
    laplacian(nu,U) Gauss linear corrected;
    laplacian((1|A(U)),p) Gauss linear corrected;
}

interpolationSchemes
{
    default          linear;
    interpolate(HbyA) linear;
}

snGradSchemes
{
    default          corrected;
}

fluxRequired
{
    default          no;
    p                ;
}
```

همانطور که در شکل بالا مشخص است، روش های جداسازی تمامی ترم های حاضر در معادلات اعم از مشتقات زمانی ، دیوژانس ها ، گرادیان ها، میانیابی ها و .... در این دیکشنری معین شده است. برای آگاهی از تمامی روش های موجود برای هر بخش به مرجع [۶۶] زیر مراجعه کنید.

حال که روش جداسازی ترم ها در معادلات مشخص شد، نوبت به حل معادلات می گردد. برای مشخص کردن روش حل، کاربر می تواند روش حل مورد نظر خود را در دیکشنری **fvSolution** وارد کند.

```
/*--------------------------------*- C++ -*-----------------------
----------*\
| =========                 |
           |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
          |
|  \\    /   O peration     | Version:  1.7.1
           |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.com
           |
```

```
|    \\/     M anipulation  |
           |
\*------------------------------------------------------------------
----------*/
FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    location    "system";
    object      fvSolution;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
* * * * * //

solvers
{
    p
    {
        solver          PCG;
        preconditioner  DIC;
        tolerance       1e-06;
        relTol          0;
    }

    U
    {
        solver          PbiCG;
        preconditioner  DILU;
        tolerance       1e-05;
        relTol          0;
    }
}

PISO
{
    nCorrectors     2;
    nNonOrthogonalCorrectors 0;
    pRefCell        0;
    pRefValue       0;
}
```

چون این حل کننده laminar است، تنها روش حل برای معادلات U و P آورده شده است. برای حل کننده های توربولانس روش حل معادلات توربولانسی نیز باید در این دیکشنری اضافه گردد، همچنین روش جداسازی ترم های این معادلات نیز باید در دیکشنری fvSchemes وارد گردند. برای اطلاع از روش ها حل مختلف معادلات به مرجع [۶۷] زیر مراجعه کنید.

در آخر این دیکشنری هم ترم های مربوط به الگوریتم PISO آمده است. اگر حل کننده -Steady State بود، این مشخصات باید برای حلقه SIMPLE نوشته می شدند.

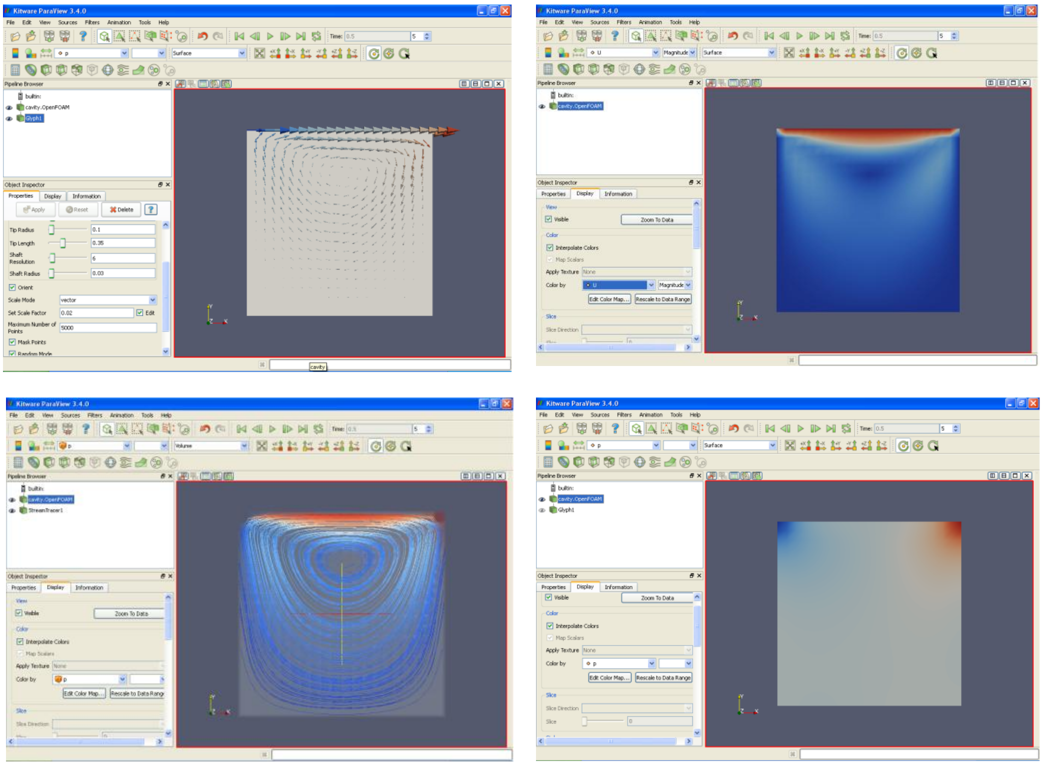
الف-۶- نحوه اجرای حل کننده و مشاهده نتایج

با کامل کردن همه دیکشنری ها، حال به سراغ اجرای حل کننده و مشاهده نتایج می رویم. برای اجرای حل کننده (در اینجا icoFoam) کافی است نام حل کننده را در ترمینال در فولدر case بزنیم. برای این حالت کافی است نام icoFoam را در ترمینال در فولدر case تایپ کنیم و enter بزنیم. با این کار حل کننده شروع به حل مساله می کند و روند حل بر روی صفحه ترمینال قابل مشاهده خواهد بود. با گذشت هر تعداد گام زمانی که در دیکشنری controlDict مشخص کردیم، فولدری با نام زمان مربوطه در فولدر Case ظاهر می شود. این فولدر حاوی اطلاعات U وP در نقاط مختلف می باشد.

بعد از پایان حل برای مشاهده نتایج، کافی است در ترمینال و در فولدر case ، دستور paraFoam را اجرا کنید. با این کار نرم افزار paraview که برای post-processing و مشاهده نتایج در OpenFOAM بکار می رود اجرا می شود. این نرم افزار با قدرت بالا و امکانات وسیعی که برای مشاهده و ویرایش نتایج دارد به کاربر این امکان را می دهد تا نتایج بدست آمده را بدقت مورد بررسی قرار دهد. این نرم افزار با توانایی گرافیکی بالا قادر به مشخص کردن شبکه، نمایش بردارهای سرعت و خطوط جریان می باشد.

الف-۷-پس‌پردازش در OpenFOAM

پس‌پردازش در *OpenFOAM* از طریق نرم‌افزار *Paraview* انجام می‌شود. این نرم افزار با امکانات وسیعی که برای مشاهده و ویرایش نتایج دارد به کاربر این امکان را می دهد تا نتایج بدست آمده را بدقت مورد بررسی قرار دهد. این نرم افزار با توانایی گرافیکی بالا قادر به مشخص کردن شبکه، نمایش بردارهای سرعت و خطوط جریان می باشد. شکل زیر نمایی از پس‌پردازش‌های انجام شده بر روی یک حفره را نشان می‌دهد.



شکل الف-۲- نمونه‌ای از عملیات مختلف پس‌پردازش در OpenFOAM

همچنین *OpenFOAM* در صورت نیاز، قابلیت انتقال نتایج به نرم‌افزارهای دیگر پس‌پردازش از جمله *tecplot* را نیز دارا می‌باشد.

کاربر می تواند برای هر سالور دلخواه یک نمونه از مثال های موجود در *tutorials* و یا اینترنت را بررسی کرده و با مطالعه راهنمای سالور، با روش کار آن و چگونگی استفاده از دیکشنری ها آشنا شود. مراجع [۶۲ و ۶۳ و ۶۷] در جهت آشنایی خوانندگان با *OpenFOAM* توصیه می شوند.

مراجع

1- Delluer , J . W. , and McManus , D . S (1959). **, " Secondary Flow In Straight Open Channels"** , Proceedings 6th Midwest Conference on Fluid Mechanics , Austin , Texax , Sep , p . 81.

2- Nikuradse , J. (1926). **,"Untersuchunge u"ber die Geschwindikeitsverteit-ung in turbulenten stro"mugen"**, Thesis Go"ttingen,VDI-Forschungsheft 281,Berlin.

3- Nikuradse , J. (1930) ,**"Turbulente stro"mung in nicht kreisfo"rmigen Rehren"**, Ing. Arch . , 1,306

4- Prandtl , L. , Proc (1926). 2nd International Congress of Applied Mechanics p. 71, et seq (Zurich , 1927) (Also translated as NACA TM-435).

5- Moissis , R (1957)**. " Secondary Flow In Rectangular Ducts "** ,. Thesis in Mech . Engr , M . I . T . June.

6- Maslen , S . H .(1958) **,"Transverse Velocities In Fully Developed Flows"**, Quarterly of Applied Mathematics , Vol 16, p .173.

7- Howarth , L . (1934), **"Concerning Secondary Flow In Straight Pipes"**, Proc. , Cambridge phil. Soc. , 34 .

8- Einstein , H . A. , and Li , Huon(1958) , **" Secondary Current In Straight Channels"** , Trans . Amer . Geophysical Union , Vol 39, No . 6.

9- Deissler, R. G. , and Taylor, M. F.(1958) , **"Analysis of Turbulent Flow and Heat Transfer In Noncircular Passages"**, NACA-TN 4384, Sept.

10- BRADSRAWP., (1987) **"Turbulent secondary flows"**. Ann. Rev. Fluid Mech. 19, 53-74.

11- J. Nikuradse(1930) , Ing . Arch .1 , 306 .

12- DEMUREN, A . O. & RODI,W . (1984), **"Calculation of turbulence-driven secondary motion in noncircular ducts".** J . Fluid Mech. 140, 189-222.

13- Hoagland, ‘L. C. (1960), Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology.

14- Brundrett. E. and Baines,W. D. J. Fluid Mech. 19, 375 (1964).

15- Leutheusser, H. J, Hydraul, J. Div. A&. Sot. Civil Eng. 89, 1 (1963).

16- Gessner, F. B. and Jones, J. B. (1965). **" A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flow."** . J. Fluid Mech. 23: 689.

17- Gessner, F. B. J,(1993), **" Numerical Simulation of low-Reynolds-number Turbulent Flow Through a traight Square Duct"**, Fluid Mech. Vol. 401, p.201-203.

18-Launder B. E. and Ying, W. M. (1972) , **"Secondary Flows in Ducts of Square Cross Section."** J. Fluid Mech. 54:289-295.

19- Gessner, F. B. J. K. PO, and A. F. Emery (1979), **"Turbulent Shear Flows"** I (Springer-Verlag, Berlin), p. 119.

20-Speziale, C.G. (1984),**"Computation of Internal Flows: Methods and Applications"** (ASME, New York, FED 14 , p. 101.

21- Speziale, C.G. (1987), **"On Nonlinear $\boldsymbol{k-\varepsilon}$ Models of Turbulence."** J . Fluid Mech. 178:459-475.

22-Nisizima,(1990),**"Turbulent Channel and Couette Flows Using an Anisotropic $\boldsymbol{k-\varepsilon}$ Model."** AIAA J. 25: 414-420.

23- Deardorff J.(1970), A **"Numerical Study of Three-Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers"**, J. Fluid Mech., Vol 41: 453-80.

24- Smagorinsky J.S.,(1963) **"General circulation experiments with the primitive equations"**, I, the basic experiment, Mon. Weather, Rev.91:99-164.

25-GAVRILAKIS. S. (1992)**, "Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct".** J . Fluid Mech. vol. 244, p p . 101-129.

26- Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H.(1991), **"A dynamic Sub Grid-Scale Eddy Viscosity Model",** Phys. Fluids, A3, 1760–1765.

27- Ghosal S., Lund T.S., Moin P., Akselvoll K.(1995)," **A Dynamic Localization Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows"**, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 286, Mar, pp. 229-255.

28- Kim, J., Moin, P.(1985), "**Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations"**, Journal of Computational Physics, Vol. 59,.

29- Shah, K.B. (1998), "**Large eddy simulations of flow past a cubic obstacle"**, Ph.D. Dissertation, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.

۳۰- حل عددی جریان آشفته به روش گردابه های بزرگ با استفاده از مدل زیرشبکهٔ دینامیکی موضعی ، تابستان ۱۳۸۹، قاسم حیدری نژاد- توحید صداقت – مجله فنی و مهندسی مدرس، مکانیک. دوره دهم، شماره دو.

31-Aly, A.A.M. Trupp, A.C. and A.D.Gerrard,**(**1978), **"Measurements and prediction of fully developed turbulent flow in an equilateral triangular duct"**,J.Fluid Mech.85,pp.57-83.

32- Fujita,H. Yokosawa H. and Hirota**,**M. **(** 1989), **"Secondary flow of the second kind in rectangular ducts with one rough wall"**, Exp.Thermal Fluid Sci.2,pp. 72-80.

33-Metzger, D.E and Vedula**,**R.P. **(** 1987),**"Heat transfer in triangular channels with angled ribs on two walls"**,Exp.Heat Transfer 1,pp.31-44.

34- Myong, H.K. (1991), **"Numerical investigation of fully developed turbulent flow and heat transfer in a square duct".** Int.J.Heat Fluid Flow 12 , 344.

35-Myong. H.K and Kobayashi,T. (1991)**, "Numerical simulation of three – dimensional developing turbulent flows in a square duct with the anisotropic k-ε model"**. In Advances in Numerical Simulation of Turbulent Flows; ASME FED 117, 17. ASME, New York.

36- Myong, H. K. and Kobayashi,T. (1991), **"Prediction of three-dimensional turbulent flow in a square duct with an anisotropic low Reynolds number k-ε model"**. Trans. ASME JI Fluids Engng 113,608.

37 - Prandtl,L. (1953), **"Essentials of Fluid Dynamics"**, Hafner, New York, p. 148.p.

38- McGraw Hill ,(1979), H. **"Schlichting, Boundary Layer Theory"** (New York,).

39- Bradshaw, P. (1987**), "Turbulent Secondary Flows".** Annual Rev Fluid Mech; 19;53-74.. Rev. Fluid Mech. 19, 53.

40- Demuren, A. (1990), **"Calculation of Turbulence-Driven Secondary Motion in Non-Circular Ducts"**. J. Fluid Mech. 140:189-222.

41- GAVRILAKIS, S.(1992) , **"Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct".** J . Fluid Mech. vol. 244, p p . 101-129.

42- A. Huser and S. Birigen, J. Fluid Mech. 257, 65 (1993).

43- Townsend , A . A . ,(1956), **"The Structure of turbulent shear flow , Cambridge monographs on mechanics and applied mathematics"** , Cambridge univ press , London , p 259 .

44- Lawrence C.Hoagland. (1960), **"fully developed turbulent flow in straight rectangular ducts-secondary flow, it's cause and effect on the primary flow"**, by September .

45- Madabhushi**,** Ravi K. and vanka, S.P. , (1991),**"Large Eddy Simulation of Turbulence – driven secondary flow in a square duct"** , Urbana Illinois 6801 .

46-Baldwin, B. S. and Lomax, H. (1978). **"Thin Layer Approximation and Algebric Model for Separated Turbulent Flows"**. AIAA .

47-Kolmogorov,A.N.(1942), **"Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid"**, Izvest. Akad. Nauk. USSR, Ser, Phys.,6, 56-58.

48- Wilcox, D. C. (1988). **"Reassessment of the Scale – Determining Equation for Advanced Turbulelnce Models"**. AIAA J. 26.

49- Wilcox, D. C. **"Turbulence Modeling for CFD" (**1998), 2. Dd., DCW Industries Inc,.

50- Bernard, P.S., Wallace, J. (2002), **"Turbulent Flow"**, Pub. John Wiley, Hoboken, NJ.

51- Henderson, R.D., Barkley, and Gomez,(1998). G. **"Instability and transition in flow over a backward facing step"**, 13th Australian fluid mechanics conference, Melbourne, Australia, Dec.

52- Schlichting, H. (2002), **"Boundary-layer theory"**, 8th rev.,Springer, ISBN 3-540-66270-7,.

53- Stephen B .pope (1978) ., **"Turbulent Flows"**, p : 558-559

54-Leonard A. Energy Cascade in (1973),**"Large Eddy Simulation of Turbulent Fluid Flows, In Turbulent diffusion in environmental pollution"**; Proceeding of the Second Symposium, Charottesville, Va., April 8-14,. Volume A.

55- Smagorinsky J.S.(1963), **"General circulation experiments with the primitive equations"**, I, the basic experiment, Mon. Weather , Rev. 91:99-164.

56- Pope, S. B. (1985). "Pdf Methods for Turbulent Reactive Flows. Prog. Energy Combust. Sci.

57- Xue, S. C. Phan-Thien, N. Tanner ,R.I. (1995). **"Numerical study of secondary flows of viscoelastic fluid in straight pipes by an implicit finite volume method"**. s.l. , J. Non-newtonian Fluid Mech,.

58- Oliveira , P. J. and R. I .Issa. (2001). "**An improved PISO algorithm for the computation of buoyancy-driven fows. Numerical Heat Transfer"**, Part B, 40:473-493.

59- Nilsson. H. The PISO algorithm(2007),**"The incompressible flow equations. Notes from PhD Course in CFD with OpenSource software"**, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden.

60- Issa . R. I. (1985)**." Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting".** Journal of Computational Physics, 62:40-65.

61- www.openfoam.com

62- http://www.openfoam.com/features/standard-solvers.php

63-IcoFoam. OpenFOAM Wiki page at http:// openfoamwiki. net/ index. php/IcoFoam, 2009.

64- www.sourceforge.net

65- http://www.openfoam.com/docs/user/boundaries.php

66- http://www.openfoam.com/docs/user/fvSchemes.php

67- http://www.openfoam.com/docs/user/fvSolution.php

68- http://www.openfoamwiki.net

Abstract

Turbulent flow inside square ducts represent important engineering issues, which are characterised by the existence of secondary flows. A phenomenon not observed in circular ducts nor in fully developed laminar flows through straight rectangular ducts.

Many researches about secondary flow in non-circular duct is conducted for square duct. In this research, fully developed turbulent flow in non-circular straight ducts with square, rectangular, triangular and regular polygon of cross sections has been simulated using the large eddy simulation for an incompressible flow and the presence or absence of secondary flows is investigated.

In this model Navier-Stokes Equations using the finite volume method on non-uniform grid for the entire field using Smagorinsky model will be considered.

The secondary velocities are usually about 0.5%-1% of the streamwise bulk velocity in magnitude but appreciably alter the rates of momentum and heat transfer near the walls. This secondary flow has been thought to be arising due to the anisotropy of the Reynolds stresses.

There is no secondary flow in circular duct. Therefore in second section of this research, the corners of these sections is rounded and step by step round radius is increased and cross section likes circle, and the presence or absence of secondary flows is investigated.

Flow simulation is performed using OpenFOAM software. PisoFoam solver is used in this simulation that is created for single-phase and incompressible fluid. Numerical solution methods used in pisoFoam solver is based on PISO algorithm.

Keywords: Turbulent flow, Duct, Non-circular cross sections, Open source OpenFOAM, Large Eddy Simulation, Rounding corne

Shahrood University of Technology
Faculty of Civil and Architecture Engineering

Numerical Simulation of Turbulent Flow in Non- Circular Ducts

Sakineh Ammarlu

Supervisors:

Dr. Ramin Amini
Dr. Mahmood Norouzi

July 2012