

الله أكبر
الله أكبر
الله أكبر



دانشکده مهندسی عمران

گروه سازه‌های هیدرولیکی

بررسی و تعیین مدل توربولانسی مناسب جهت مدل‌سازی جریان

بر روی سرریز تندآبراه

دانشجو: حسین سلیمانی

استاد راهنما:

دکتر رامین امینی

استاد مشاور:

دکتر مهدی عجمی

پایان نامه کارشناسی ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

شهریور ۱۳۹۲

تشکر و قدردانی

خداوند بزرگ را سپاسگزارم که به من توفیق داد تا بتوانم این مرحله از تحصیل خود را نیز با موفقیت پشت سر بگذارم.

لازم میدانم از استاد راهنمای بزرگوام دکتر رامین امینی که همواره و در تمامی مراحل، راهنما و پشتیبان بنده بودند تشکر و قدردانی نمایم.

همچنین از استاد مشاورم، دکتر مهدی عجمی که در نهایت دلسوزی بنده را در خلال این پروژه راهنمایی نمودند، تشکر می‌کنم.

تعهد نامه

اینجانب حسین سلیمانی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته عمران - هیدرولیک دانشکده عمران و معماری دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی و تعیین مدل توربولانسی مناسب جهت مدل سازی جریان بر روی سرریز تندآبراه تحت راهنمایی دکتر رامین امینی به عنوان استاد راهنما متعهد می شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه / رساله توسط اینجانب انجام شده و از صحت و اصلیت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه / رساله تا کنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرکی 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 افراد که در به دست آوردن نتایج اصلی پایان نامه / رساله تاثیر گذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه / رساله رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه / رساله ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه / رساله ، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاقی انسانی رعایت شده است.

تاریخ:

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق و نشر

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

*متن این صفحه نیز باید در ابتدای نسخه های تکثیرشده پایان نامه / رساله وجود داشته باشد.

چکیده

سرریزهای تندآبراه^۱ از جمله مؤثرترین سازه‌های هیدرولیکی جهت انتقال حجم زیاد آب به پایاب در سدهای خاکی و در زمانی که خاک بستر رودخانه در مقابل فرسایش آبی مقاومت نداشته باشد می‌باشند. در این نوع سرریزها عموماً جریان فوق بحرانی بوده و بدلیل سرعت زیاد، جریان آشفته است. بنابراین در شبیه‌سازی آن، مدل آشفتگی از اهمیت فراوانی برخوردار می‌باشد. تحقیق پیشرو، با هدف بررسی مدل‌های مختلف آشفتگی در سرریزهای تندآبراه انجام گرفته است. برای مدل‌سازی از نرم‌افزار فلوئنت استفاده شده است. این نرم‌افزار با استفاده از روش حجم محدود معادلات حاکم بر جریان را حل می‌نماید. در این تحقیق شبیه‌سازی سطح آزاد با استفاده از روش حجم سیال (VOF) می‌باشد. مدل‌های آشفتگی $k-\epsilon$ استاندارد، $RNG\ k-\epsilon$ ، $k-\epsilon$ قابل درک، $k-\omega$ استاندارد و $SST\ k-\omega$ با هم مقایسه شده‌اند. این مدل‌سازی به ازای سه دبی مختلف آزمایش شده، و مقادیر فشار استاتیکی در ۶۰ مقطع، سرعت در ۱۸ مقطع و همچنین پروفیل سطح آب در طول تندآب، اندازه‌گیری شده است. جهت صحت سنجی شبیه‌سازی، از نتایج مدل آزمایشگاهی سد مخزنی آزاد بر روی رودخانه چم گوره استان کردستان استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد که دو مدل $k-\omega$ استاندارد و $SST\ k-\omega$ به داده‌های آزمایشگاهی نزدیک‌تر می‌باشند. مدل‌های $k-\epsilon$ در نواحی نزدیک دیواره که جریان دچار کاهش سرعت موضعی می‌شود، عملکرد ضعیفی دارند. در ادامه، وضعیت جریان بر روی سه هواده قرار گرفته در طول تندآب، مورد بررسی قرار گرفت که مدل $SST\ k-\omega$ نتایج بهتری را ارائه می‌دهد. این مدل در نواحی نزدیک دیوار به صورت مدل $k-\omega$ استاندارد و در نواحی دور از دیواره به صورت مدل $k-\epsilon$ استاندارد عمل می‌کند. در نتیجه مدل $SST\ k-\omega$ عملکرد مناسب‌تری نسبت به سایر مدل‌ها دارا می‌باشد.

کلمات کلیدی: سرریز تندآبراه، مدل آشفتگی، شبیه‌سازی عددی، روش حجم سیال (VOF)، نرم‌افزار فلوئنت

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

۱. سلیمانی ح، (۱۳۹۱)، "بررسی و تعیین مدل توربولانسی مناسب جهت مدلسازی جریان بر روی سرریز تندآبراه"، اولین همایش منطقه‌ای افق‌های جدید در مهندسی عمران، دانشگاه آزاد اسلامی واحد همدان.

فهرست مطالب

فصل اول: مقدمه

- ۱-۱ مقدمه ۲
- ۲-۱ مروری بر کارهای انجام شده ۴

فصل دوم: هیدرولیک جریان بر روی سرریز تندآبراه

- ۱-۲ خصوصیات سرریز تندآبراه و جریان آن ۱۰
- ۲-۲ خللازائی (کاویتاسیون) ۱۵
- ۳-۲ سازوکار هوادهی بر روی تندآب ۱۸
- ۱-۳-۲ تعاریف ۱۸
- ۲-۳-۲ نقطه شروع ۱۹
- ۴-۲ هوادهی ناحیه جریان یکنواخت ۲۰
- ۱-۴-۲ غلظت هوا ۲۰
- ۲-۴-۲ توزیع سرعت ۲۱
- ۳-۴-۲ تابع اصطکاک ۲۲

فصل سوم: معادلات حاکم بر جریان آشفته

- ۱-۳ مقدمه ۲۵
- ۱-۱-۳ جریان آرام ۲۶
- ۲-۱-۳ جریان آشفته ۲۷
- ۳-۱-۳ تشخیص جریان آرام از آشفته ۲۸
- ۲-۳ معادلات حاکم ۲۸
- ۱-۲-۳ نگاهی به معادلات ناویر استوکس در حالت تراکم ناپذیر ۳۰

۳۲.....	۲-۲-۳ متوسط گیری رینولدز
۳۴.....	۳-۲-۳ نظریه ارگودیک
۳۶.....	۴-۲-۳ فرم متوسط گیری شده معادلات پیوستگی حاکم بر یک جریان آشفته
۳۷.....	۵-۲-۳ فرم متوسط گیری شده معادلات ممنتوم حاکم بر یک جریان آشفته
۳۹.....	۶-۲-۳ معادله انرژی جنبشی آشفته
۴۲.....	۷-۲-۳ معادله انتقال تنش رینولدز
۴۳.....	۳-۳ مدل های آشفته
۴۳.....	۱-۳-۳ مروری بر تحقیقات انجام شده
۴۶.....	۲-۳-۳ مدل های ادی ویسکوزیته
۴۷.....	۳-۳-۳ مدل های صفر معادله ای
۴۸.....	۴-۳-۳ مدل های یک معادله ای
۴۹.....	۵-۳-۳ مدل های دو معادله ای
۴۹.....	۱-۵-۳-۳ مدل $k-\varepsilon$ استاندارد
۵۰.....	۲-۵-۳-۳ مدل $k-\varepsilon$ RNG
۵۱.....	۳-۵-۳-۳ مدل $k-\varepsilon$ قابل درک
۵۲.....	۴-۵-۳-۳ مدل $k-\omega$ استاندارد
۵۴.....	۵-۵-۳-۳ مدل $k-\omega$ SST
۵۷.....	۴-۳ توابع دیواره
۶۰.....	۱-۴-۳ معادلات توابع دیواره
۶۱.....	۵-۳ روش VOF

فصل چهارم: شبیه سازی عددی

- ۶۵.....۱-۴ دینامیک سیالات محاسباتی (CFD)
- ۶۶.....۱-۱-۴ نحوه عملکرد یک نرم افزار CFD
- ۶۷.....۲-۴ آشنایی با نرم افزار انسیس فلوئنت
- ۶۸.....۳-۴ شرح مدل آزمایشگاهی
- ۶۹.....۴-۴ هندسه مدل عددی و شبکه بندی آن
- ۷۱.....۵-۴ تنظیمات حل
- ۷۱.....۱-۵-۴ مدل چند فازی و آشفستگی
- ۷۳.....۲-۵-۴ شرایط مرزی
- ۷۳.....۱-۲-۵-۴ شرایط مرزی فشار ورودی
- ۷۵.....۲-۲-۵-۴ شرایط مرزی فشار خروجی
- ۷۶.....۳-۲-۵-۴ شرایط مرزی دیوار
- ۷۷.....۳-۵-۴ روش های حل عددی
- ۷۹.....۴-۵-۴ روش های اعمال شده در مدل
- ۷۹.....۵-۵-۴ شرایط اولیه

فصل پنجم: تجزیه و تحلیل نتایج

- ۸۱.....۱-۵ مقدمه
- ۸۱.....۲-۵ مقایسه مقادیر سرعت
- ۸۳.....۳-۵ مقایسه مقادیر فشار
- ۸۸.....۳-۵-۱ وضعیت جریان در هواده ها
- ۹۴.....۴-۵ مقایسه پروفیل سطح آب

فصل ششم: نتیجه گیری و پیشنهادات

۱-۶ نتیجه گیری..... ۱۰۲

۲-۶ پیشنهادات..... ۱۰۴

منابع..... ۱۰۵

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱ انواع سرریزها در سدهای بتنی و خاکی..... ۲
- شکل ۲-۱ نمایی از یک سرریز تندآبراه..... ۴
- شکل ۳-۱ سرریز تندآبراه سد لین برین در کشور ولز..... ۸
- شکل ۱-۲ تداخل امواج در ورودی سرریز شوت..... ۱۲
- شکل ۲-۲ توسعه جریان بر روی یک سرریز شوت (اکرز و پرستلی، ۱۹۸۵)..... ۱۳
- شکل ۳-۲ انواع تاسیسات هواده‌ها (کسیدی و الدر، ۱۹۸۴)..... ۱۴
- شکل ۴-۲ خسارت کاویتاسیون سرریز سد کارون ۱..... ۱۶
- شکل ۵-۲ موقعیت هواده نسبت به جریان آب..... ۱۹
- شکل ۱-۳ رشد لایه مرزی بر روی یک صفحه تخت و رژیم‌های متفاوت مشاهده شده بر روی آن..... ۲۶
- شکل ۲-۳ روش‌های مختلف حل معادلات ناویر استوکس در فرم کامل آن به منظور استفاده در
تحلیل مسائل کاربردی..... ۳۱
- شکل ۳-۳ شماتیکی از انواع روش‌های متوسط‌گیری و تعاریف آن‌ها..... ۳۵
- شکل ۴-۳ پروفیل سرعت در یک جریان آشفته و لایه‌های مختلف جریان مجاور دیواره..... ۵۹
- شکل ۵-۳ لایه‌های مجاور دیواره در یک جریان آشفته..... ۵۹
- شکل ۱-۴ نمایی از هندسه ابتدای سرریز..... ۶۸
- شکل ۲-۴ مشخصات هندسه تندآب در محل هواده‌ها..... ۶۹
- شکل ۳-۴ تغییرات شبکه بندی حل در نرم افزار فلوئنت..... ۷۰
- شکل ۴-۴ شکل کلی شبکه بندی مدل..... ۷۰
- شکل ۵-۴ شرایط مرزی حل..... ۷۱
- شکل ۶-۴ تنظیمات مدل چند فازی..... ۷۲

- شکل ۷-۴ تنظیمات مدل آشفستگی..... ۷۲
- شکل ۸-۴ تنظیمات ممنوم مربوط به شرایط مرزی فشار ورودی برای فاز مختلط..... ۷۴
- شکل ۹-۴ تنظیمات فاز آب مربوط به شرایط مرزی فشار ورودی برای فاز مختلط..... ۷۴
- شکل ۱۰-۴ تنظیمات شرایط مرزی سرعت ورودی برای فاز دوم..... ۷۵
- شکل ۱۱-۴ تنظیمات شرایط مرزی فشار خروجی..... ۷۵
- شکل ۱۲-۴ تنظیمات شرایط مرزی دیوار..... ۷۶
- شکل ۱-۵ مقادیر سرعت در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۱
- شکل ۲-۵ مقادیر سرعت در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۲
- شکل ۳-۵ مقادیر سرعت در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۲
- شکل ۴-۵ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۳
- شکل ۵-۵ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۴
- شکل ۶-۵ مقادیر فشار استاتیکی انتهای تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۴
- شکل ۷-۵ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۵
- شکل ۸-۵ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۵
- شکل ۹-۵ مقادیر فشار استاتیکی در انتهای تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۶
- شکل ۱۰-۵ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۱۰۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۶
- شکل ۱۱-۵ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۱۰۰۰ مترمکعب بر ثانیه..... ۸۷
- شکل ۱۲-۵ مقادیر فشار استاتیکی در انتهای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۷
- شکل ۱۳-۵ مقادیر فشار استاتیکی در هواده اول در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۹
- شکل ۱۴-۵ مقادیر فشار استاتیکی در هواده دوم در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۸۹
- شکل ۱۵-۵ مقادیر فشار استاتیکی در هواده سوم در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۰
- شکل ۱۶-۵ مقادیر فشار استاتیکی در هواده اول در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۰

- شکل ۵-۱۷ مقادیر فشار استاتیکی در هواده دوم در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۱
- شکل ۵-۱۸ مقادیر فشار استاتیکی در هواده سوم در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۱
- شکل ۵-۱۹ مقادیر فشار استاتیکی در هواده اول در دبی ۱۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۲
- شکل ۵-۲۰ مقادیر فشار استاتیکی در هواده دوم در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۲
- شکل ۵-۲۱ مقادیر فشار استاتیکی در هواده سوم در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۳
- شکل ۵-۲۲ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۵
- شکل ۵-۲۳ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۵
- شکل ۵-۲۴ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۶
- شکل ۵-۲۵ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۶
- شکل ۵-۲۶ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۷
- شکل ۵-۲۷ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۷
- شکل ۵-۲۸ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۸
- شکل ۵-۲۹ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۸
- شکل ۵-۳۰ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه..... ۹۹
- شکل ۵-۳۱ بردارهای سرعت در ابتدای تندآب..... ۹۹
- شکل ۵-۳۲ بردارهای سرعت در میان تندآب..... ۱۰۰
- شکل ۵-۳۳ بردارهای سرعت در انتهای تندآب..... ۱۰۰

فهرست جداول

- جدول ۵-۱ مقایسه آماری مدل‌های مختلف..... ۹۴

علائم و اختصارات

علائم	تعریف
A	سطح مقطع
C	غلظت هوا به صورت حجم هوا در واحد حجم
C_e	متوسط غلظت هوا برای جریان یکنواخت
$C_{\varepsilon 1}$	ضرایب ارتباط دهنده
$C_{\varepsilon 2}$	ضرایب ارتباط دهنده
C_{μ}	ضرایب ارتباط دهنده
C_{mean}	غلظت هوای عمق متوسط که به صورت $d = (1 - C_{mean}) \times Y_0$ تعریف می شود.
D_H	قطر هیدرولیکی
d	عمق مشخصه (عمق خالص) که به صورت $d = \int_0^{Y_0} (1 - C) dy$ تعریف می شود.
d_b	قطر حباب هوا
d_e	عمق جریان هواده شده یکنواخت
d_1	عمق جریان در نقطه شروع
d_o	عمق جریان هوادهی نشده یکنواخت
F	عدد فرود که به صورت $F = \frac{q_w}{\sqrt{gd^3}}$ تعریف می شود.
F_*	عدد فرود که به صورت $F_* = \frac{q_w}{\sqrt{g \times \sin \alpha \times k_s^3}}$ تعریف می شود.
f	ضریب اصطکاک جریان هوادهی نشده
f_e	ضریب اصطکاک جریان هوادهی شده
g	شتاب ثقلی
H	ارتفاع معادل فشار استاتیک

H_a	ارتفاع معادل فشار اتمسفر
H_r	ارتفاع معادل فشار معادل گریز از مرکز
H_v	ارتفاع معادل فشار تبخیر
I	شدت آشفته‌گی
k	انرژی جنبشی نوسانات آشفته‌گی در واحد جرم
k_s	ارتفاع زبری
L	مقیاس طول مشخصه برای یک سیستم
H_v	فاصله میان شروع رشد لایه مرزی تا نقطه شروع
$\dot{m}_{qp}$	انتقال جرم از فاز q به فاز p
$N(u_i)$	عملگر معادلات ناویر استوکس
P	فشار استاتیکی متوسط
p	فشار استاتیکی لحظه‌ای
p_w	پیرامون مرطوب
$\dot{p}$	فشار استاتیکی نوسانی
q	دبی در واحد عرض
Re	عدد رینولدز که به صورت $Re = \frac{UL}{\nu}$ تعریف می‌شود.
S	اندازه نرخ کرنش
S_{ij}	تانسور نرخ کرنش متوسط
S_{ij}	تانسور نرخ کرنش لحظه‌ای
t	زمان
t_{ij}	تانسور تنش لزجت لحظه‌ای
U	مقیاس سرعت مشخصه برای یک سیستم

U_i	سرعت متوسط
u_i	سرعت لحظه ای
$\dot{u}_i$	سرعت نوسانی
V_o	سرعت جریان هوادهی نشده یکنواخت
V_{α}	سرعت مشخصه ای که غلظت هوا در آنجا ۹۰ درصد می باشد.
$\dot{V}$	سرعت نرمال آشفته‌گی در سطح آزاد
$\vec{v}$	بردار سرعت
Y_{α}	عمق مشخصه ای که غلظت هوا در آنجا ۹۰ درصد می باشد.
y_a	عمق جریان هوادهی شده
y	عمق جریان هوادهی نشده
S	شیب
Δt	گام زمانی
ε	اتلاف در واحد جرم
ε_{ij}	تانسور اتلاف
η	مقیاس طولی کولموگروف
κ	ثابت ون کارمن
μ	لزجت دینامیکی
ν	لزجت سینماتیکی
ν_t	لزجت گردابی سینماتیکی
Π_{ij}	تانسور همبستگی کرنش - فشار
ρ	چگالی
σ	کشش سطحی میان آب و هوا

σ_k	ضرایب ارتباط‌دهنده
σ_ε	ضرایب ارتباط‌دهنده
τ_w	تنش برشی سطح
τ_{ij}	تانسور تنش رینولدز
Ω_{ij}	تانسور نرخ چرخش
φ	کمیت اسکالر
ω	نرخ اتلاف مخصوص

فصل اول

مقدمه

۱-۱ مقدمه

سرریزها تأسیساتی می باشند که در هنگام سیلاب که سطح تراز آب پشت سد از حد نرمال بیشتر می شود، شروع به کار کرده، آب اضافه را به خارج دریاچه سد انتقال می دهند. این قسمت از سدها از بخش‌های ضروری هر سدی است، که در سدهای خاکی به صورت جانبی یا تنوره ای در کنار بدنه اصلی سد و یا با فاصله از آن احداث می شود، ولی در سدهای بتنی می تواند بر روی بدنه اصلی سد به صورت یک لبه آبریز، ادغام گردد.

سرریزها معمولاً شامل دو قسمت عمده می باشند. یکی قسمت کنترل و یا آستانه کنترل کننده است که کار کنترل جریان ورودی سرریز را بر عهده داشته و پس از آن ممکن است بلافاصله جریان آب را به قسمت بعد انتقال دهد و یا به کمک دریچه های کنترل، جریان ورودی به سرریز را کنترل و نگهداری نماید و پس از این قسمت، آبراهه سرریز وجود دارد که ممکن است به صورت مصنوعی ساخته شود و یا از مسیرهای طبیعی استفاده شود و در پایان این مسیر می توان از تأسیسات استهلاک کننده انرژی آب مانند حوضچه های آرامش استفاده کرد [۱].



شکل ۱-۱ انواع سرریزها در سدهای بتنی و خاکی

سرریز های شوت معمولاً در مورد سدهای خاکی و یا سنگریزه ای استفاده می‌شوند. با این وجود سد های ثقیلی بتنی نیز از این نوع سرریز ها استفاده می‌کنند. در این موارد سد ها معمولاً در یک دره عمیق و باریک با فضای ناکافی برای سرریز واقع شده اند. [۲]

همچنین زمانی که خاک بستر رودخانه در مقابل فرسایش آبی مقاومت نداشته باشد، سرریزهای تند آبراه استفاده فراوان دارد. همچنین این سرریزها را برای انتقال آب از یک سطح به سطح پایین‌تر در فاصله نسبتاً زیاد استفاده می‌کنند. سرریزهای تندآبراه به دلیل خصوصیات هیدرولیکی بسیار خوبی که دارند، از جمله سازه‌های هیدرولیکی هستند که مطالعات فراوانی بر روی آن‌ها انجام شده است. در صورت طراحی مناسب این سازه می‌تواند کارایی بسیار بالایی داشته باشد. عملکرد خوب این سازه در عبور جریان از روی آن امکان استفاده از این نوع سرریز را در مکان‌ها و موقعیت‌های مختلف برای مهندسين را به وجود آورده است. در ابتدای تندآب می‌توان از سرریز اوجی، سرریز جانبی و یا روزنه دریچه دار استفاده کرد [۳] که در مطالعه موردی این تحقیق از سرریز اوجی در ابتدای تندآب استفاده شده است.

بایستی توجه داشت که جریان در طول این سرریزها فوق بحرانی بوده و در انتها باید انرژی جنبشی مخرب آب به نحو شایسته گرفته شود. از این رو مدل سازی جریان در این سرریزها جهت پیش بینی خواص جریان از اهمیت ویژه‌ای برخوردار می‌باشد.



شکل ۱-۲ نمایی از یک سرریز تندآبراه

۲-۱ مروری بر کارهای انجام شده

در دهه های گذشته بسیاری از محققان اقدام به شبیه سازی جریان عبوری از روی سرریزها نمودند که در آنها از معادلات میانگین رینولدزی ناویر استوکس و نرم افزارهای موجود در زمینه های دینامیک سیالات محاسباتی استفاده شده است.

دفازیو^۱ و ویو^۲ در سال ۱۹۰۵ از روش حجم محدود برای حل معادله لاپلاس برای جریان بالای رمپ استفاده کردند. این روش نتایج بسیار عالی برای رمپ و ریزش آزاد آب به دست داد. توزیع فشار اطراف رمپ نیز در آن تعیین شده است [۴]. در سال ۱۹۶۵، کاسیدی^۳ براساس جریان پتانسیل، به صورت دوبعدی فشار روی تاج سرریز را بررسی کرد که نتایج آن تطابق خوبی با نتایج آزمایشگاهی داشت [۵].

۱- Defazio

۲- Wei

۳- Cassidy

به عقیده چانسون در سال ۱۹۹۵ در سازه های هیدرولیکی مثل سرریزها، انتقال گازهای اتمسفری (مانند هوا) با هوادهی طبیعی در طول شوت و به وسیله هوادهی جریان در پرش هیدرولیکی در پایین دست سازه رخ می دهد. وی در تحقیق خود، داده های تجربی را با یک روش عددی برای پیش بینی هوادهی سطح آزاد، تحلیل و مقایسه کرد که در نتیجه سازگاری مناسبی بین محاسبات و داده های مدل حاصل شد [۶]. اولسن^۱ و جلسوینگ^۲ در سال ۱۹۹۸ با استفاده از معادلات رینولدز میانگین گیری شده در زمان (RANS) و نیز معادلات $k - \varepsilon$ استاندارد به روش حجم محدود، جریان عبوری از روی سرریز را به صورت دو بعدی و سه بعدی تحلیل کردند [۷]. یونامی^۳ و همکاران در سال ۱۹۹۹ با ترکیب دو روش حجم محدود و المان محدود، جریان سطح آزاد روی سرریز را به صورت دو بعدی با شبکه نامنظم مثلثی شکل مدل کردند [۸]. در همین سال کیسون و همکاران روش های محاسبه جریان های فوق بحرانی را بررسی نمودند [۹].

بروس^۴ و همکاران در سال ۲۰۰۱ جریان عبوری از روی یک سرریز اوجی استاندارد را به صورت فیزیکی و عددی مدل کردند. نتایج به دست آمده از تحلیل عددی دو بعدی قائم جریان آشفته با استفاده از معادلات $k - \varepsilon$ استاندارد به روش حجم محدود که با نرم افزار Flow-3D انجام شده است به نتایج آزمایشگاهی بسیار نزدیک است. در این نرم افزار برای تعیین پروفیل سطح آب از روش حل معادله VOF استفاده شده است و پروفیل فشار روی سطح سرریز به نتیجه پروفیل فشار مدل فیزیکی روی تاج سرریز نزدیک بوده است [۱۰].

ساویج و همکاران نیز در سال ۲۰۰۱ جریان های سرریز های اوجی را با استفاده از نرم افزار Flow-3D مورد بررسی قرار دادند و نتایج حاصل از این نرم افزار را با ضوابط طراحی USBR و USACE مقایسه

۱- Olsen

۲- Kjellesving

۳- Unami

۴- Bruse

نمودند [۱۱]. بررسی مشابهی نیز توسط Ho و همکاران در سال ۲۰۰۱ انجام داده شده است که از نتایج آن در اصلاح سرریز برخی از سد های استرالیا استفاده گردیده است [۱۲].

درگاهی در سال ۲۰۰۶ نیز به روش عددی سه بعدی به شبیه سازی میدان جریان عبوری از روی سرریزها پرداخته است. وی در این بررسی از نرم افزار فلوئنت استفاده کرده است [۱۳].

در سال ۱۳۸۱ نیز حیدری جریان آشفته عبوری روی سرریز اوجی را با نرم افزار فلوئنت به صورت دو بعدی قائم بررسی کرد [۱۴]. فولادگر در سال ۱۳۸۳، در تحقیقی با استفاده از نرم افزار fluent به مدل سازی معادلات دو بعدی متوسط رینولدز ناویر استوکس بر روی سرریز اوجی استاندارد پرداخت. برای برآورد تنش های رینولدز از سه مدل آشفتگی k-ε Standard، k-ε RNG و RSM استفاده کرد و جهت صحت سنجی از نتایج مدل آزمایشگاهی استفاده گردید. با در نظر گرفتن دقت و زمان محاسباتی در سه مدل به کار رفته مدل k-ε RNG به عنوان مناسبترین مدل مشخص شد [۱۵].

نجفی و همکاران در سال ۱۳۸۴ در طی تحقیقی خصوصیات جریان شامل عمق جریان، فشار استاتیکی بر روی کف بستر سرریز، فشار استاتیکی دیواره جانبی، سرعت متوسط جریان در شرایط با و بدون هوادهی مصنوعی جریان در مدل یک سرریز بلند، مورد بررسی قرار دادند [۱۶].

در سال ۱۳۸۷ مدل فیزیکی سد مخزنی آزاد متعلق به رودخانه چم گوره در شهرستان مریوان در مرکز تحقیقات آب ایران اجرا شد. نوع سرریز این سد، سرریز اوجی از نوع دریچه دار می باشد. تندآب این سرریز دارای شیب ابتدائی ۵٪ و شیب اصلی ۳۶.۴٪ می باشد که این دو شیب توسط قوسی به شعاع ۱۰۰ متر تحت زاویه مرکزی ۱۷.۱۴ درجه به یکدیگر متصل شده اند. در تحقیق حاضر برای صحت سنجی از نتایج همین مدل عدد استفاده شده است.

بهرامی و بارانی نیز در سال ۱۳۸۸ با استفاده از یک مدل عددی روند تغییرات غلظت هوا در جریان های عبوری از روی شوت را بررسی کردند. این مدل از سه جزء اصلی تشکیل شده بود:

۱- سطح آزاد به عنوان منطقه برخورد بین سیال و هواده

۲- تعیین مکان سطح آزاد

۳- اعمال شرایط مرزی در این منطقه

در سلول هایی که کاملاً از سیال پر شده اند عدد یک، به سلول های خالی از سیال، عدد صفر و سلول هایی که تنها بخشی از آن را سیال فرا گرفته، عددی بین صفر و یک داده می شود [۱۷].

اعتصام در تحقیقی در سال ۱۳۸۸، به کمک نرم افزار Flow-۳D میدان جریان عبوری از سریز اوجی بررسی کرد [۱۸]. حسینی نیز در سال ۱۳۹۰ سعی کرد تاثیرات شیب تندآب سرریز را بر روی میدان جریان در نواحی اطراف هواده ها مورد آزمون و ارزیابی قرار دهد. او در مرحله نخست به منظور بررسی و مقایسه پارامترهای هیدرولیکی و نیز هوارسانی هواده ها، بر روی سه مدل هیدرولیکی سرریز سدهای آزاد، جره و گتوندعلیا که دارای شیب های متنوعی می باشند، در موسسه تحقیقات آب تهران چهارده آزمون برای جریان های مختلف ورودی صورت داد و نتایج مورد بررسی و ارزیابی قرار گرفت. سپس مدل هیدرولیکی سرریز آزاد در نرم افزار Flow-۳D شبیه سازی و پس از صحت سنجی به ازای شیب های تنداب متنوع، شرایط میدان جریان در اطراف هواده شبیه سازی و مورد بررسی و ارزیابی قرار داد [۴].



شکل ۱-۳ سرریز تندآبراه سد لین برین^۱ در کشور ولز

در این تحقیق جریان بر روی سرریزهای تندآبراه با استفاده از نرم افزار انسیس - فلوئنت مدل سازی شده و مدل های مختلف آشفتگی بر روی آن بررسی گردیده است. در فصول بعدی ابتدا هیدرولیک جریان بر روی این سرریزها را بررسی کرده و سپس به بیان معادلات حاکم بر این جریانات پرداخته و در آخر نیز نحوه مدل سازی جریان در این سرریزها همراه با نتایج آن به نمایش در خواهد آمد.

^۱- Llyn Brianne dam

فصل دوم

هیدرولیک جریان بر روی سرریز تندآبراه

۲-۱ خصوصیات سرریز تندآبراه و جریان آن

در سرریزهای تندآبراه^۱ (شوت) جریان آب مخزن اصلی از طریق یک کانال باز که در طول تکیه گاه و یا قسمت فرو رفته بین دو قله قرار می گیرد، به رود خانه می رسد. این تعریف را می توان بدون توجه به تأسیسات کنترلی که برای تنظیم جریان مورد استفاده قرار گرفته است، به کار برد. بنابراین، سازه کنترلی سرریز شوت می تواند به صورت تاج آزاد، سرریز اوجی، سرریز جانبی و یا روزنه دریچه دار و یا انواع دیگر باشد که در مطالعه موردی این تحقیق از سرریز اوجی در ابتدای تندآب استفاده شده است. تنها شرط لازم برای این نوع سرریزها این است که کانال تخلیه آنها به صورت شوت باشد. سرریزهای شوت در سدهای خاکی بیش از انواع دیگر به کار رفته است. عواملی که سبب انتخاب این سرریز می شوند، عبارتند از:

۱- به سادگی قابل طرح و اجرا هستند.

۲- تقریباً در کلیه شرایط فونداسیون می توان از آنها استفاده کرد.

۳- حجم وسیع خاکبرداری حاصله را می توان در بدنه سد خاکی مورد استفاده قرار داد و از این طریق از هزینه کاست. سرریز شوت، بر روی انواع مختلف فونداسیون از سنگ سخت تا زمین نرم با موفقیت اجرا و بهره بردای شده است.

سرریز شوت معمولاً شامل یک آبراه ورودی، یک سازه کنترل، کانال تخلیه، سازه پایانه و یک آبراه خروجی است.

ساده ترین شکل سرریز شوت، یک محور مستقیم دارد و عرض آن در سرتاسر شوت ثابت است. اغلب لازم می شود که به منظور انطباق بر پستی و بلندی طبیعی، محور آبراه ورودی و یا کانال تخلیه را به صورت قوس در نظر گرفت. در اینگونه موارد سعی می شود که حتی المقدور، به خاطر سرعت تقریب کم، انحناء را به آبراه ورودی محدود کرد. معمولاً انتخاب نهایی پروفیل شوت، با توجه به

^۱- chute spillways

توپوگرافی منطقه و شرایط لایه‌های زیرین انجام می‌پذیرد. سازه کنترل نیز عموماً با محور سد در یک خط قرار می‌گیرد و یا بالا دست آن واقع می‌شود. معمولاً، برای به حداقل رساندن خاکبرداری، قسمت اولیه کانال تخلیه را با حداقل شیب ممکن تا آنجایی ادامه می‌دهند که کانال تخلیه به سطح زمین برسد. سپس قسمتی از کانال تخلیه که دارای شیب تند خواهد بود آغاز می‌شود و با توجه به شیب طبیعی زمین ادامه می‌یابد.

جریان در بالا دست تاج سرریز معمولاً در حالت زیر بحرانی است و به هنگام عبور از روی سازه کنترل به سرعت بحرانی می‌رسد. در شوت عموماً جریان به صورت فوق بحرانی و بر حسب مورد به صورت یکنواخت یا تند شونده خواهد بود. این حالت می‌تواند تا رسیدن به تأسیسات نهایی ادامه یابد. برای عملکرد خوب هیدرولیکی، لازم است که از تغییر ارتفاع‌های ناگهانی و منحنی‌های قائم مقعر و یا محدب در پروفیل شوت خودداری شود. به همین گونه، برای جلوگیری از بروز امواج عرضی و سوار شدن جریان بر روی دیواره‌ها، آشفتگی اضافی و یا توزیع غیر یکنواخت جریان در تأسیسات نهایی باید همگرایی و واگرایی در سطح شوت تدریجی باشد.

طراحی سرریزهای شوت نیازمند در نظر گرفتن سه مسئله در ارتباط با جریان فوق بحرانی می‌باشد:

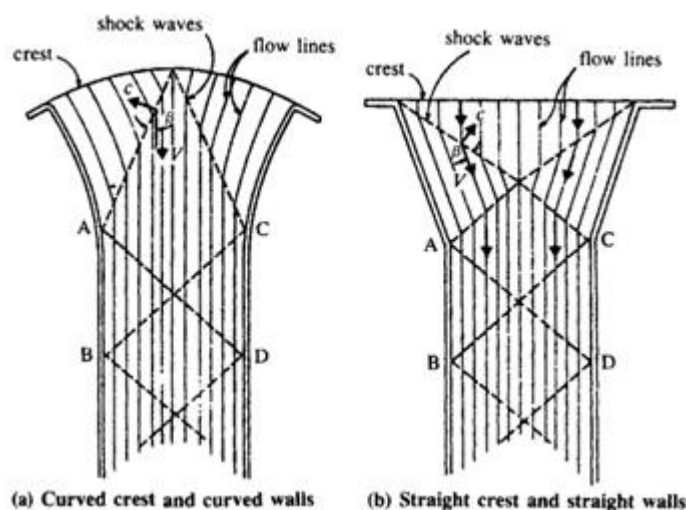
۱- امواج تداخلی

۲- امواج انتقالی

۳- هوادهی (خود هوادهی)

۱- امواج تداخلی (امواج عرضی، امواج ایستاده) امواجی هستند که در زمانی اتفاق می‌افتد که جریان فوق بحرانی با ورودی‌ها، تغییرات مقاطع، جهت یا شیب، پایه‌های پل و... مواجه باشد. آنها امواج ثابتی هستند که موقعیت آنها بستگی به دبی تخلیه دارد؛ اهمیت اصلی آنها در این است که آنها نیازمند افزایش ارتفاع آزاد و ارتفاع بیشتر دیواره‌های کناری شوت می‌باشند، به طوری که آب تمایل به انباشته شدن در نقاط برخورد امواج با دیواره‌های کناری را دارند (نقاط B و D در شکل ۲-۱).

همچنین اگر امواج تا پایین دست باقی بمانند می توانند مشکلات اضافی را در اتلاف‌گرهای انرژی ایجاد کنند (که این حالت به دلیل ناپدید شدن آنها پس از هوادهی به ندرت اتفاق می افتد). این را می توان با دقت در شکل دادن هرگونه تغییرات ضروری در سطح مقطع، شکل و جهت انتقال تا حد ممکن به حداقل رساند. اگر شوت به نسبت طولانی است کاهش تدریجی در عرض متناسب با شتاب جریان می تواند منجر به برخی صرفه جویی ها در هزینه تولید شود؛ و نزدیک خروجی شوت برای کاهش جریان در واحد عرض و عمق (و خطر کاویتاسیون) و همچنین برای بهبود اتلاف انرژی گسترده تر شود؛ بهتر است از تمامی اشکال دیگر تداخل امواج اجتناب شود.

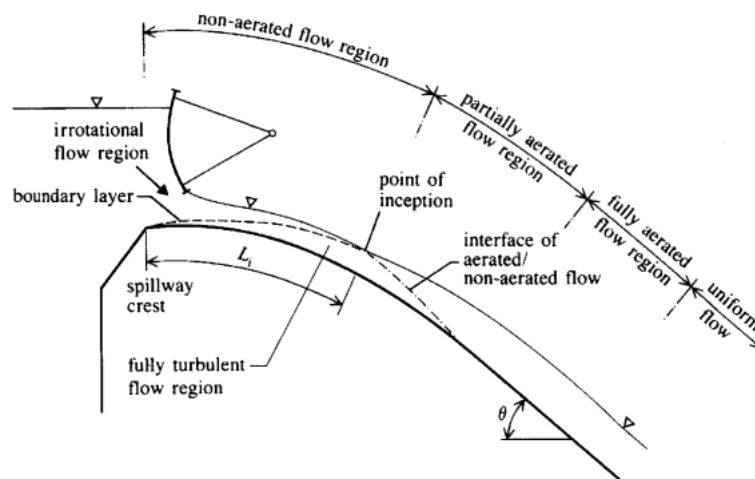


شکل ۱-۲ تداخل امواج در ورودی سرریز شوت

۲- امواج انتقالی تحت شرایطی مشخص از ساختار جریان فوق بحرانی ایجاد می شوند که همان طور که از نام آن پیداست همراه با جریان مستقیم به سمت حوضچه آرامش حرکت می کنند. آنها نیازمند ارتفاع آزاد بیشتر می باشند و با بهره گیری از تکانه های جریان ناپایدار تا حوضچه آرامش می تواند حتی باعث شکست آن نیز شود (Arsenishvili, ۱۹۶۵).

آنها در شیب $0.35 > S > 0.02$ اتفاق می افتند (که طیف بسیار گسترده ای از سرریزهای شوت را پوشش می دهد) و حتی در شوت های طولانی؛ در صورتی که نسبت عمق به پیرامون مرطوب بیشتر از ۰.۱ باشد می توان از آن جلوگیری کرد.

۳- هوادهی (خود هوادهی) یکی از مهمترین ویژگی های جریان فوق بحرانی است. اگرچه مزایایی برای اتلاف انرژی و حفاظت از کاویتاسیون دارد، اما آن باعث افزایش عمق جریان و از این رو نیازمند افزایش دیوارهای کناری شوت می شود. در شکل زیر گذر از جریان بحرانی در قله، از طریق جریان فوق بحرانی هوادهی نشده غیر یکنواخت به جریان غیر یکنواخت نسبتاً و کاملاً هوادهی شده و از آن به جریان هوادهی شده غیر یکنواخت نمایش داده شده است.



شکل ۲-۲ توسعه جریان بر روی یک سرریز شوت (اکرز و پریستلی^۱، ۱۹۸۵)

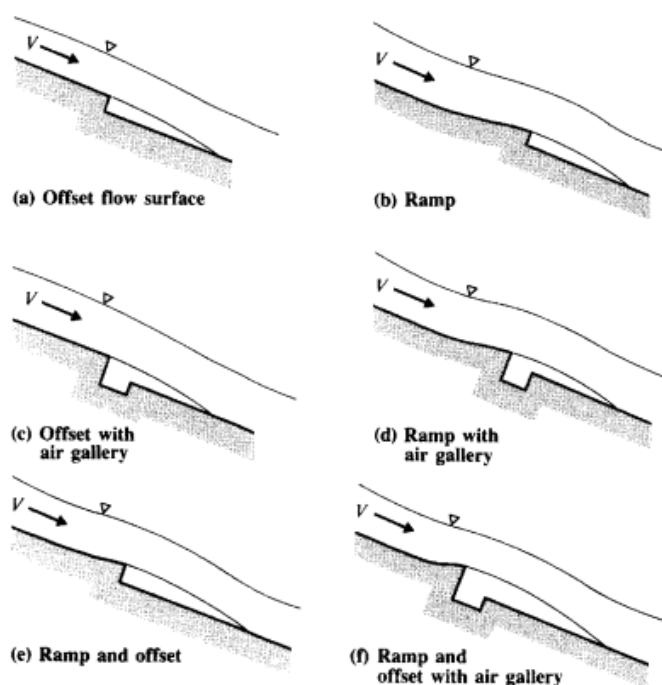
افزایش عمق جریان را می توان از مقایسه عمق جریان هوادهی شده با هوادهی نشده بدست آورد ($\Delta y = y_a - y_0$).

ابتدا هوادهی در نقطه ای که لایه مرزی آشفتگی در تمام عمق جریان نفوذ می کند رخ می دهد.

^۱- Ackers and Priestley

قابل ذکر است که جریان هوادهی شده یکنواخت تنها در فاصله مختصری از تاج سرریز ایجاد می‌شود و در بسیاری از سرریز های ممکن است هرگز ایجاد نشود به خصوص اگر دبی تخلیه بزرگ باشد ($q > 50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). از لحاظ حفاظت از کاویتاسیون نیز حداقلی از غلظت هوا در تماس با سرریز مورد نیاز است (حدود ۷٪).

برای حفاظت از کاویتاسیون در مواردی که هوا در تماس با سرریز نمی باشد یا غلظت هوا ناکافی بوده و سرعت برای ایجاد کاویتاسیون به اندازه کافی بالا است، از هوادهای مصنوعی استفاده می‌شود (Pinto, ۱۹۹۱; Volkart and Rutschmann, ۱۹۹۱). این هوادهای به صورت منحرف کننده‌ها (رمپ‌ها)، آفست‌ها، شیارها و یا ترکیبی از آنها می‌باشند (شکل ۲-۳)



شکل ۲-۳ انواع تاسیسات هوادهای (کسیدی و الدر، ۱۹۸۴)

رایج‌ترین شکل استفاده از هوادهای در سرریز های ترکیبی از منحرف کننده‌ها و آفست‌ها می‌باشد. تزریق هوا به سطح سرریز از میان مجراهای هوا به جهت جدایی جریان و افت فشار قسمت زیرین هوادهای به زیر فشار اتمسفر اعمال می‌شوند. مجراهای هوا باید برای کنترل این افت فشار در محدوده

قابل قبول طراحی شوند [۱۹]. عمل کاویتاسیون و راهکار های کنترل آن دارای نکاتی می باشد که در ذیل به آن اشاره می کنیم.

۲-۲ خلازائی (کاویتاسیون)

معمولاً هنگامی که سرعت جریان در قسمتی از سازه های هیدورلیکی (مانند تندآب سرریزها) از یک حد مجاز فراتر رود، آن سازه در معرض خسارت ناشی از خوردگی قرار می گیرد. به عبارت دیگر فرآیند تبخیر در اثر کاهش فشار موضعی در دمای ثابت، خوردگی (کاویتاسیون) نامیده می شود. برجستگی ها و ناصافی های سطوح بتنی که به هنگام ساخت و یا پس از آن ایجاد می گردد، باعث ایجاد انحراف خطوط جریان و کاهش فشار در بعضی نقاط می گردد که چنانچه این کاهش فشار در ازاء افزایش سرعت باشد شرایط آستانه یا آغاز خوردگی پیش خواهد آمد [۲۰]. در این حالت فشار در ناحیه جدایی، کمتر از فشار بخار آب P_v شده و در این مناطق خلاء ایجاد می شود. در نتیجه در دمای معمولی، تبخیر آب صورت گرفته و حباب های بخار آب تشکیل می شوند. این حباب ها با جریان، به سمت پایین دست رانده شده و هنگامی که به یک ناحیه پرفشار برسند، منفجر خواهند شد. در اثر این پدیده حفره های کوچکی بر سطح بتن به وجود می آید، که خود این حفره ها به عنوان یک ناهموار ثانویه عمل نموده و باعث جدایی بیشتر جریان و در نهایت تخریب سازه می گردند. به عنوان مثال در سرریز سد کارون ۱، پیشرفت خوردگی باعث تخریب قسمت انتهائی تندآب گردید. برای جلوگیری از چنین صدماتی باید امکان ایجاد خوردگی در یک سرعت خاص در حین طراحی و یا در ضمن اجرا به وسیله مدل سازی مورد مطالعه قرار گیرد تا با تخمین دقیق سرعت، میزان زبری مطلق مورد نیاز بدست آید.



شکل ۲-۴ خسارت کاویتاسیون سرریز سد کارون ۱

مطالعات و تحقیقات گسترده‌ای در این زمینه تا کنون صورت گرفته است. در این خصوص از اولین مطالعات صورت گرفته می‌توان به مطالعات الدر^۱ در سال ۱۹۵۸ اشاره کرد. الدر، زبری مطلق مورد نیاز برای تونلی به قطر ۵.۵۰ متر را در محدوده ۰.۸۷ تا ۱.۰۹ میلی‌متر معین کرد. جانسون^۲ نیز در نتایج بدست آمده از مطالعات خود نشان داد که در سرعتی برابر ۳۰ متر بر ثانیه حتی در فرورفتگی‌هایی معادل ۳ میلی‌متر نیز خوردگی رخ می‌دهد. بل^۳ نیز نشان داد که در سرعتی معادل ۲۳ متر بر ثانیه حتی در برجستگی‌هایی معادل ۱ میلی‌متر نیز خوردگی رخ می‌دهد. ونگ و چو^۴ در سال ۱۹۷۹ تحقیقاتی در زمینه نحوه تاثیر تغییر ارتفاع‌های شیب‌دار و دایروی بر روی خوردگی انجام دادند. نتایج ونگ و چو بر حسب عدد خوردگی اولیه k_i بیان گردیده است:

$$k_i = \frac{H_a + H \pm H_r - H_v}{\frac{V_o^2}{2g}} \quad (۲-۱)$$

که در آن H_a ارتفاع معادل فشار اتمسفر؛ H ، ارتفاع معادل فشار استاتیک آب؛ H_v ، ارتفاع معادل فشار تبخیر؛ V_o ، سرعت در نزدیکی و بالای محل تغییر شکل و H_r ارتفاع معادل فشار گریز از مرکز بوده و برابر:

۱- elder

۲- Johnson

۳- Bell

۴- Wang & Chou

$$H_r = \frac{V_o^2 y}{gR} \quad (2-2)$$

در این رابطه y برابر عمق جریان در جهت عمود بر افق و R ، شعاع مربوط به انحنای سطح سرریز می‌باشد [۲۰].

در خروجی‌های تحتانی و بر روی شوت سرریزها، امکان وقوع کاویتاسیون و خسارات ناشی از آن در سرعت‌های جریان بین ۱۲ تا ۱۵ متر بر ثانیه وجود دارد. اثرات خسارات ناشی از کاویتاسیون را می‌توان به روش‌های زیر کاهش داد و یا متوقف ساخت:

۱- کاهش عدد کاویتاسیون بحرانی از طریق رفع نامنظمی‌های سطحی

۲- افزایش مقاومت در برابر کاویتاسیون با استفاده از مواد و مصالح مقاوم نظیر بتن الیافی

۳- استفاده از ترکیبی از دو روش ذکر شده در فوق مانند استفاده از آسترهای فولادی

۴- دور کردن انفجارهای حباب‌های کاویتاسیون از مرزهای جامد و دیواره‌ها

۵- هوادهی به جریان

تا سرعت جریان‌های نزدیک به ۲۰ متر بر ثانیه، امکان حفاظت از سطوح با استفاده از مواد مقاوم و بهبود سطوح نهایی وجود دارد. اما اگر سرعت جریان نزدیک به بستر سرریز زیاد باشد، باید به منظور جلوگیری از فرسایش‌های ناشی از کاویتاسیون از هوادهای استفاده گردد. سرعت‌های بالای روی سرریزها، فشار آب را تا مقادیر نزدیک به فشار بخار کاهش داده و موجب شکل‌گیری حباب‌های کاویتاسیون می‌گردد. اگر این حباب‌ها نزدیک سطح کانال سرریز متلاشی شوند، خسارات متعددی از کاویتاسیون می‌تواند رخ دهد.

آزمایش‌های انجام شده توسط پترکا^۱ و همکاران در مقاطع تست و تئوری نشان می‌دهد که ۵-۱۰٪ هوا برای حفاظت بتن با مقاومت فشاری ۱۰ - ۲۰ Mpa لازم است. برای شوت سرریزهای بلند،

^۱ - peterka

آزمایش‌های میدانی انجام شده توسط وانگ^۱ و همکاران نشان می‌دهد حضور ۴-۸٪ غلظت هوا نزدیک سطح سرریز برای سرعت‌های بالاتر از ۴۴ متر بر ثانیه، مانع از فرسایش سطح می‌گردد. اگر میزان هوای وارد شده به جریانی کافی نباشد، از وسایل هواده استفاده می‌گردد. با استفاده از هواده‌ها می‌توان از خسارات ناشی از فرسایش کاویتاسیون جلوگیری نمود. هواده‌ها به لایه‌های نزدیک سطح کانال یا سرریز، هوا وارد کرده و تراکم پذیری جریان را موجب می‌شوند [۲۱].

۳-۲ سازوکار هوادهی بر روی تندآب

هوادهی زمانی اتفاق می‌افتد که انرژی جنبشی آشفتگی به مقدار کافی بزرگ باشد تا بتواند هم بر کشش سطحی و هم بر اثرات گرانشی غلبه کند. سرعت نرمال آشفتگی در سطح آزاد V' باید بر فشار کشش سطحی غلبه کرده و بزرگتر از مولفه سرعت افزایش حجم حباب باشد. این شرایط عبارتند از:

$$V' > \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_w \times d_b}} \quad (۳-۲)$$

$$V' > u_r \cos \alpha \quad (۴-۲)$$

که ρ_w چگالی آب، σ کشش سطحی، d_b قطر حباب هوا، u_r سرعت افزایش حباب می‌باشد. برای اندازه حباب در محدوده ۱ تا ۱۰۰ mm، در محاسبات از معادلات ۳-۲ و ۴-۲ استفاده می‌شود که پیشنهاد کرده هوادهی برای سرعت‌های آشفتگی بزرگتر از ۰/۱ تا ۰/۳ متر بر ثانیه اتفاق می‌افتد.

۱-۳-۲ تعاریف

غلظت هوای محلی C به عنوان حجمی از هوا در واحد حجم تعریف می‌شود. مشخصه عمق جریان آب d (عمق تمیز) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$d = \int_0^{Y_0} (1 - C) dy \quad (۵-۲)$$

۱- vang

که y به صورت عمود نسبت به سطح سرریز اندازه گیری می شود و $Y_{q.}$ عمقی است که غلظت هوای محلی ۹۰٪ می باشد. میانگین عمق که از غلظت هوای متوسط C_{mean} بدست می آید برابر است با :

$$C_{mean} = \frac{1}{Y_{q.}} \times \int_0^{Y_{q.}} C \times dy \quad (2-6)$$

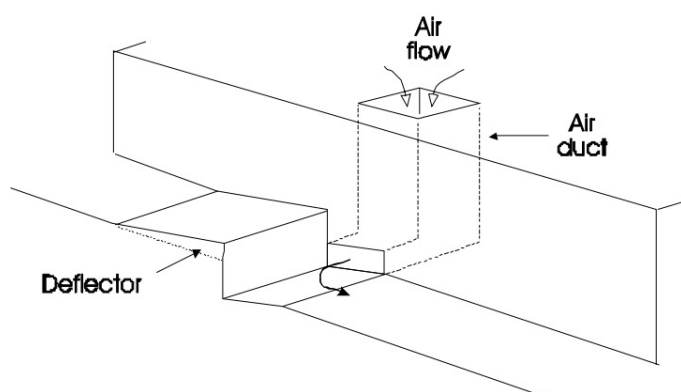
و از ترکیب معادله فوق با معادله ۲-۵ داریم:

$$d = (1 - C_{mean}) \times Y_{q.} \quad (2-7)$$

سرعت متوسط آب U_w به صورت زیر معرفی می شود :

$$U_w = \frac{q_w}{d} \quad (2-8)$$

که در اینجا q_w دبی تخلیه آب در واحد عرض می باشد.



شکل ۲-۵ موقعیت هواده نسبت به جریان آب

۲-۳-۲ نقطه شروع

در سرریزهای صاف موقعیت نقطه شروع اصولاً تابعی از دبی تخلیه و زبری سرریز می باشد. کلر^۱ و راستوجی^۲ پیشنهاد کرده اند که :

۱- Keller

۲- Rastogi

$$\frac{L_I}{k_s} = f_r(F_*; \sin \alpha) \quad (9-2)$$

$$\frac{d_I}{k_s} = f_r(F_*; \sin \alpha) \quad (10-2)$$

که L_I فاصله میان شروع رشد لایه مرزی تا نقطه شروع و d_I عمق در نقطه شروع که عمود بر سطح آزاد جریان اندازه گیری شده است و F_* عدد فرود تعریف شده بر حسب ارتفاع زبری می باشد.

$$F_* = q_w / \sqrt{g \times \sin \alpha \times k_s^r}$$

برای سرریزهای بتنی صاف وود^۱ و همکاران از معادله ۲-۱۰ معادله زیر را تخمین زده اند :

$$\frac{L_I}{k_s} = 13/6 (\sin \alpha)^{0.796} \times F_*^{0.713} \quad (11-2)$$

$$\frac{d_I}{k_s} = \frac{0.223}{(\sin \alpha)^{0.4}} \times F_*^{0.643} \quad (12-2)$$

۴-۲ هوادهی ناحیه جریان یکنواخت

۲-۴-۱ غلظت هوا

وود نتایج اندازه گیری های اندرسون و استروب در جریان هوادهی شده را مورد بررسی قرار داد. این بررسی نشان داد که میانگین غلظت هوا برای شرایط جریان یکنواخت C_e مستقل از هندسه و شرایط جریان بالا دست می باشد (یعنی دبی تخلیه، عمق جریان و زبری) و تنها تابعی از شیب سرریز می باشد. برای شیب های کمتر از ۵۰ درجه متوسط غلظت هوا را می توان به صورت زیر تخمین زد :

$$C_e = 0.9 \sin \alpha \quad (13-2)$$

با استفاده از داده های هارتیونگ و اسپورلین بدست آمده با زبری طبیعی بزرگ و شیب های تند، نوس^۱ مشخص کرد که مقدار هوادهی را می توان به صورت زیر تخمین زد :

۱- Wood

$$C_e = 1/44 \times \sin \alpha - 0.08 \quad (2-14)$$

این نتیجه مشابه شکل معادله ۲-۱۳ می باشد.

وود مدلی ساده را برای دیفیوژن های حباب های هوا درون مخلوط آب و هوا توسعه داد و شیب توزیع غلظت هوا برای تمام غلظت های متوسط هوا بدست آورد:

$$C = \frac{\bar{B}}{\bar{B} + e^{-(\bar{G} \times \cos \alpha \times y^f)}} \quad (2-15)$$

که در اینجا $\bar{B}$ و $\bar{G}$ ثوابتی هستند که تنها تابع غلظت متوسط هوا می باشند و همچنین

$$\dot{y} = \frac{y}{y_0} \quad (2-16)$$

۲-۴-۲ توزیع سرعت

کین و وود نشان دادند که توزیع سرعت می تواند توسط معادله زیر تخمین زده شوند:

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{y}{Y_0} \right)^{1/n} \quad (2-17)$$

که در اینجا، مقدار n برای زبری سدی متناظر با $R=0.989$ و $k_s = 1 \text{ mm}$ برابر ۶ می باشد. برای جریانات هوادهی نشده توسط معادله زیر بدست می آید:

$$n = k \times \frac{\sqrt{\lambda}}{f} \quad (2-18)$$

که در اینجا k ، ثابت جهانی ون کارمن و f تابعی از عدد رینولدز و زبری می باشد.

اندازه گیری های کین براساس تغییر تدریجی ناحیه جریان با غلظت هوای بین ۰ تا ۵۰٪ بود، چون این توزیع مستقل از غلظت متوسط هوا بوده، استفاده از این روابط برای جریان یکنواخت منطقی می باشد.

۳-۴-۲ تابع اصطکاک

حضور هوا به طور زیادی تأثیری بر توزیع سرعت ندارد ولی انتظار می‌رود که تنش برشی بین لایه‌های جریان را کاهش دهد. برای جریان یکنواخت هوادهی شده، معادله انرژی نتیجه می‌دهد:

$$f_e = \frac{\rho g \sin \alpha d_e}{q_w} \left(\frac{D_H}{4} \right) \quad (2-19)$$

که f_e ضریب اصطکاک برای مخلوط آب و هوای یکنواخت و d_e عمق جریان آب در جریان متعادل یکنواخت (یعنی معادله ۲-۷) و D_H قطر هیدرولیکی می‌باشد. اگر f ضریب اصطکاک جریان هوادهی نشده باشد، آنالیز ابعادی پیشنهاد می‌کند که نسبت $\frac{f_e}{f}$ تابعی از متوسط غلظت هوا، عدد رینولدز و زبری نسبی می‌باشد:

$$\frac{f_e}{f} = f_* \left(C_e; Re; \frac{k_s}{D_H} \right) \quad (2-20)$$

در جریان‌های هوادهی یکنواخت برای کانال صاف، داده‌های جودجویچ^۱ و لوین^۲ و استراب^۳ و اندرسون^۴ ایوزاین^۵ با استفاده از معادله ۲-۱۹ تحلیل شده‌اند. این تحلیل نشان می‌دهد که تأثیر عدد رینولدز و زبری نسبی بر روی نسبت $\frac{f_e}{f}$ کم است و معادله ۲-۲۰ به صورت زیر تخمین زده می‌شود که f با استفاده از فرمول کولبروک-وایت^۶ محاسبه شده است:

$$\frac{f_e}{f} = 0.5 \left(1 + \tanh \left(0.70 \times \frac{0.490 - C_e}{C_e(1 - C_e)} \right) \right) \quad (2-21)$$

که $\tanh x = (\exp(x) - \exp(-x)) / (\exp(x) + \exp(-x))$ است. روند کلی این است که برای ضریب اصطکاک هوادهی نشده داده شده f ، ضریب اصطکاک برای جریان هوادهی شده f_e وقتی که

۱- Jevdjovich

۲- Levin

۳- Straub

۴- Anderson

۵- Aivazyazyan

۶- Colebrook-White

متوسط غلظت هوا افزایش یابد، کاهش می یابد. بعلاوه هارتیونگ و اسپورلین جریان های کانال باز بر روی سدهای سنگریزه ای را مورد مطالعه قرار دادند. کف بشدت زیر جریان آشفته با هوادهی بالا را بوجود می آورد. در این هوادهی، نتایج آنها نشان می دهد که :

$$\frac{f_e}{f} = \frac{1}{(1 - 3/2 \sqrt{f} \log_{10} (1 - C_e))^2} \quad (2-22)$$

که C_e از معادله ۲-۱۴ تخمین زده می شود و f ضریب اصطکاک برای جریان هوادهی نشده است که با استفاده از معادله زیر بدست می آید:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -3/2 \times \log_{10} [(1/4 + 8/1 \times \sin \alpha) \times \frac{k_s}{D_H}] \quad (2-23)$$

همچنین نتایج آنها نشان می دهد که کاهشی در نسبت $\frac{f_e}{f}$ با افزایش در غلظت هوا اتفاق می افتد. در جریان های آشفته کاملاً زیر معادله ۲-۲۲ پیشنهاد می کند که نسبت $\frac{f_e}{f}$ با افزایش زبری کاهش می یابد. یک روند کاملاً مشابه در هر دو حالت کانال های بشدت زیر و صاف را وجود دارد، یعنی کاهش در نیروی درگ ذاتی هنگامی که غلظت هوا به بیش از ۱۰ تا ۲۰ درصد افزایش یابد [۲۲].

فصل سوم

معادلات حاکم بر جریان آشفته

۳-۱ مقدمه

آزمایش انجام شده توسط «ازبرن رینولدز»^۱ در سال ۱۸۸۳ یکی از مهم‌ترین آزمایش‌های انجام شده در تاریخ دینامیک سیالات می‌باشد که اساتید و محققان بارها و بارها آن را مورد توجه قرار داده‌اند. او در هنگام مطالعه جریان عبوری از داخل یک لوله شیشه‌ای افقی، مقادیر اندکی آب رنگی را با فشار و دمایی یکسان با فشار و دمای جریان آب داخل لوله و از نزدیکی دهانه ورودی به درون لوله تزریق نمود. نتیجه حاصله این بود که برای سرعت‌های پایین جریان درون لوله، جریان "صاف"^۲ و یا اصطلاحاً "آرام"^۳ بوده در این شرایط هر ذره از سیال در یک مسیر مستقیم و به موازات خط مرکزی لوله حرکت می‌نماید. اما پس از آنکه او به تدریج سرعت جریان را در داخل لوله بالا برد، مشاهده کرد که در نقطه‌ای واقع در پایین دست محل تزریق آب رنگی، "رگه‌های رنگی"^۴ تزریق شده به طور ناگهانی با آب درون لوله مخلوط می‌شوند و در یک فاصله نسبتاً کوتاه تمام حجم پایین دستی را از آب رنگی اشغال می‌نمایند. این گذر از حالت جریان آرام و صاف و رسیدن به یک جریان کاملاً "آشفته"^۵ و مغشوش (که فقط یکی از عوامل آن افزایش سرعت جریان می‌باشد) یکی از پدیده‌هایی است که تا کنون در مورد آن بحث‌های مفصلی صورت گرفته است و کماکان یکی از چالش برانگیزترین مباحث مکانیک سیالات می‌باشد [۲۳].

در این فصل ابتدا یک تعریف بسیار ساده از دو جریان آرام و آشفته ارائه می‌نماییم. آنگاه به بررسی معادلات حاکم بر جریان سیال (در کلی‌ترین شکل آن) خواهیم پرداخت.

۱ - Osborne Reynolds

۲ - Smooth

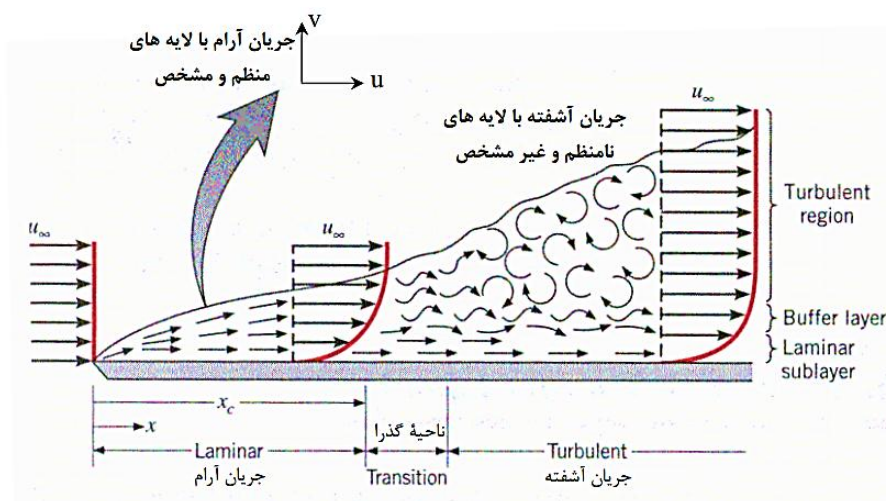
۳ - Laminar

۴ - Colored Streak

۵ - Turbulent

۳-۱-۱ جریان آرام

بر طبق تعریف، جریان آرام جریانی است که در آن سیال به صورت منظم و تحت لایه‌ها و مسیرهای مشخص و منظم حرکت می‌کند، از همین رو برای توصیف این نوع جریان از عبارت laminar به معنای طبقه طبقه شده که برگرفته از کلمه laminate است، استفاده می‌شود. در یک جریان آرام، شکل لایه‌های سیال کاملاً مشخص است و مسیر حرکت سیال دارای انحنای ملایم می‌باشد. در چنین جریانی ملکول‌های سیال با پیشروی در طول مسیر حرکت، همواره در داخل لایه اولیه خود باقی می‌مانند. همچنین در این جریان ملکول‌های نزدیک دیواره، کندترین ملکول‌ها هستند که در عین حال نزدیک‌ترین دما را به دمای دیواره دارند. اما معمولاً در اغلب جریان‌های مهندسی، وضع به همین منوال باقی نمی‌ماند، بلکه تجربه نشان داده است که با حرکت به سمت پایین دست جریان و هم‌زمان با بلوغ جریان و انباشته شدن اغتشاشات جریانی بر روی یکدیگر و پس از طی شدن مرحله‌ای میانی که اصطلاحاً "مرحله گذر جریان" نامیده می‌شود، به جریان آشفته خواهیم رسید. در شکل ۳-۱ می‌توانید سه فاز جریانی کاملاً مشخص و متمایز از یکدیگر برای جریان عبوری از روی یک صفحه تخت را مشاهده نمایید.



شکل ۳-۱ رشد لایه مرزی بر روی یک صفحه تخت و رژیم‌های متفاوت مشاهده شده بر روی آن

۳-۱-۲ جریان آشفته

همان طور که از نام این جریان نیز برمی آید، این جریان رفتاری کاملاً اتفاقی و بی سازمان دارد. در این جریان، به واسطه فرآیندهای اختلاطی شدید ناشی از نوسانات کمیت‌های مرتبط با ممنوم، انرژی و غلظت جریان، به جز در نواحی بسیار نزدیک به دیواره، شکل لایه‌های جریان به راحتی قابل تشخیص از یکدیگر نبوده و توده‌های سیال مسیر مشخصی را طی نمی‌کنند. به زبان ساده، جریان آشفته نوعی از جریان سیال است که در آن سیال تحت "نوسانات جریانی" و فرآیندهای اختلاطی شدید قرار می‌گیرد. این رفتار بر خلاف رفتار جریان آرام است که در آن توده‌های واقع در جریان سیال تحت لایه‌ها و مسیرهای مشخص و از پیش تعیین شده حرکت می‌نمایند. در یک جریان آشفته، اندازه سرعت در هر نقطه دائماً تحت نوسانات و تغییرات، هم در اندازه و هم در راستای حرکتی قرار دارد، به طوری که تشخیص موقعیت دقیق هر ذره در هر لحظه در داخل میدان جریان مشکل بوده و تقریب زدن وضعیت ذره در لحظه بعد تقریباً غیر ممکن به نظر می‌رسد.

با یک بررسی جامع در مورد تعاریفی که برای جریان‌های آشفته ارائه شده است می‌توان برخی از مهم‌ترین خصوصیات جریان‌های آشفته را به صورت زیر بیان نمود:

- بی نظمی مکانی و زمانی
- طیف پیوسته مکانی و زمانی
- اعداد رینولدز (معمولاً) بالا
- "اضمحلال افزایش یافته" انرژی و ممنوم
- اختلاط، انتقال حرارت و ضریب پسی پوستره‌ای افزایش یافته
- سه بعدی بودن (حتی در جریان‌هایی که ظاهراً دو بعدی می‌باشند ولی با اندکی بررسی دقیق‌تر می‌توان دریافت که تمامی جریان‌های آشفته ذاتاً جزو جریان‌های سه بعدی محسوب می‌گردند)

- حرکات غالب "چرخشی" و مملو بودن از "ادی" های آشفتگی با ابعاد و اندازه‌های بسیار متنوع و گسترده

- تناوبی بودن

البته خصوصیات جریان‌های آشفته بسیار متعدد است و در عناوین مزبور تنها برخی از مهم‌ترین خصوصیات جریان‌های آشفته ذکر شده است.

۳-۱-۳ تشخیص جریان آرام از آشفته

معمولاً برای تشخیص آرام یا آشفته بودن جریانات مهندسی از اعداد بدون بعد استفاده می‌شود. در جریانات جابجایی اجباری تک فاز، معمولاً عدد رینولدز معیار تشخیص جریان آرام یا آشفته می‌باشد. به عنوان نمونه آزمایشات تجربی نشان داده‌اند که برای یک صفحه تخت با سطح صاف، عدد بدون بعد رینولدز، برای گذر از حالت جریان آرام به آشفته در حدود $Re=50000$ می‌باشد. بدین معنا که در فاصله کمتر از این مقدار جریان را آرام فرض نموده و برای مقادیر بیشتر از این مقدار، جریان آشفته محسوب می‌گردد (البته با این فرض که از مسافت اشغال شده توسط ناحیه گذرا صرف نظر شده باشد). البته این مقدار عدد رینولدز کاملاً دقیق نبوده و باید اطلاعات دقیقی از هندسه کانال برای تعیین این مقادیر در دسترس باشد [۲۳].

۳-۲ معادلات حاکم

اولین قدم در مسیر مدل سازی عددی جریان‌های آشفته، بدست آوردن (یا به اصطلاح Derive نمودن) معادلات حاکم بر این جریان‌ها می‌باشد. تنها با استفاده از این معادلات است که می‌توان ادعا نمود جریان‌های آشفته تحت سیطره محاسباتی مدل سازان عددی قرار گرفته‌اند.

به طور کلی در مبحث مدل سازی آشفتگی چندین دیدگاه و نقطه نظر متفاوت وجود دارد:

۱- برخی روش‌ها مستقیماً معطوف به دینامیک حاکم بر نوسانات آشفتگی و همین‌طور بر هم‌کنش میان زیر ساختارهای آشفتگی (بالاخص میان ادی‌ها و در طیف گسترده و متنوع اندازه آن‌ها) شده‌اند که در عین حال بسیار هزینه‌بر هستند. از معروف‌ترین و پرکاربردترین این روش‌ها می‌توان به روش "شبیه‌سازی ادی‌ها بزرگ LES" و روش "شبیه‌سازی مستقیم DNS" اشاره نمود.

۲- برخی روش‌ها با استفاده از دینامیک خاص حاکم بر هر مساله فیزیکی، معطوف به حل برخی مسائل خاص شده و لذا این روش‌ها دارای محدوده کاربردی مشخص و محدودی هستند و اغلب هزینه محاسباتی اندکی نیز به دنبال خواند داشت. از مهم‌ترین این روش‌ها می‌توان به روش‌های مرتبط با مفهوم "طول اختلاطی" که بیشتر تحت عنوان مدل‌های صفر معادله‌ای مشهور می‌باشند، اشاره نمود.

۳- برخی روش‌ها نیز سعی دارند تا در کنار حداقل نگه داشتن هزینه محاسباتی، طیف وسیعی از فیزیک جریان را نیز در سیطره توانمندی محاسباتی خود داخل نمایند. از مهم‌ترین این روش‌ها و البته معروف‌ترین آن‌ها می‌توان به روش‌هایی که اصطلاحاً از "مدل‌های ناویراستوکس متوسط گیری شده به روش رینولدز" یا به طور خلاصه "مدل‌های RANS" اخذ شده‌اند، اشاره نمود.

"تئوری انتقال آشفتگی" که منطبق بر روش سوم می‌باشد، با وجود برخی مشکلات و بدون آنکه نیازی به مدل‌سازی جزئیات دینامیک حاکم بر جریان‌های آشفته داشته باشد، در حل مسائل واقعی موفقیت‌های چشمگیری از خود نشان داده است و در عین حال از دقت قابل توجهی نیز برخوردار می‌باشد. اگرچه در این روش و حتی برای یک سیال دارای چگالی ثابت و یکنواخت، فرمولاسیون ریاضی حاکم گاهی طولانی و تا حدی پیچیده خواهد شد، اما باید توجه داشت که حتی با استفاده از معادلات ناویر استوکس متوسط گیری شده مربوط به یک سیال تراکم ناپذیر و دارای ویسکوزیته ثابت هم می‌توان بخش عمده‌ای از ویژگی‌ها و خصوصیات جریان‌های آشفته تراکم پذیر را تعیین نمود. به

عبارت بهتر، همین معادلات به ظاهر ساده که از فرضیات ساده کننده قابل توجهی در به دست آوردن آن‌ها استفاده شده است، می‌توانند بخش عمده‌ای از آنچه را که در فهم فیزیک آشفتگی مورد نیاز است را در اختیار ما قرار دهند.

۳-۲-۱ نگاهی به معادلات ناویر استوکس در حالت تراکم ناپذیر

معادلات ناویر استوکس بیان کننده تغییرات سرعت و فشار در داخل میدان جریان سیال می‌باشند. چنانچه به فرم تراکم پذیر این معادلات در فرم کارترین آن‌ها نگاه اجمالی بیاندازیم، خواهیم دید که معادله بقای جرم در فرم تانسوری خود به صورت معادله (۳-۱) بیان می‌گردد:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3-1)$$

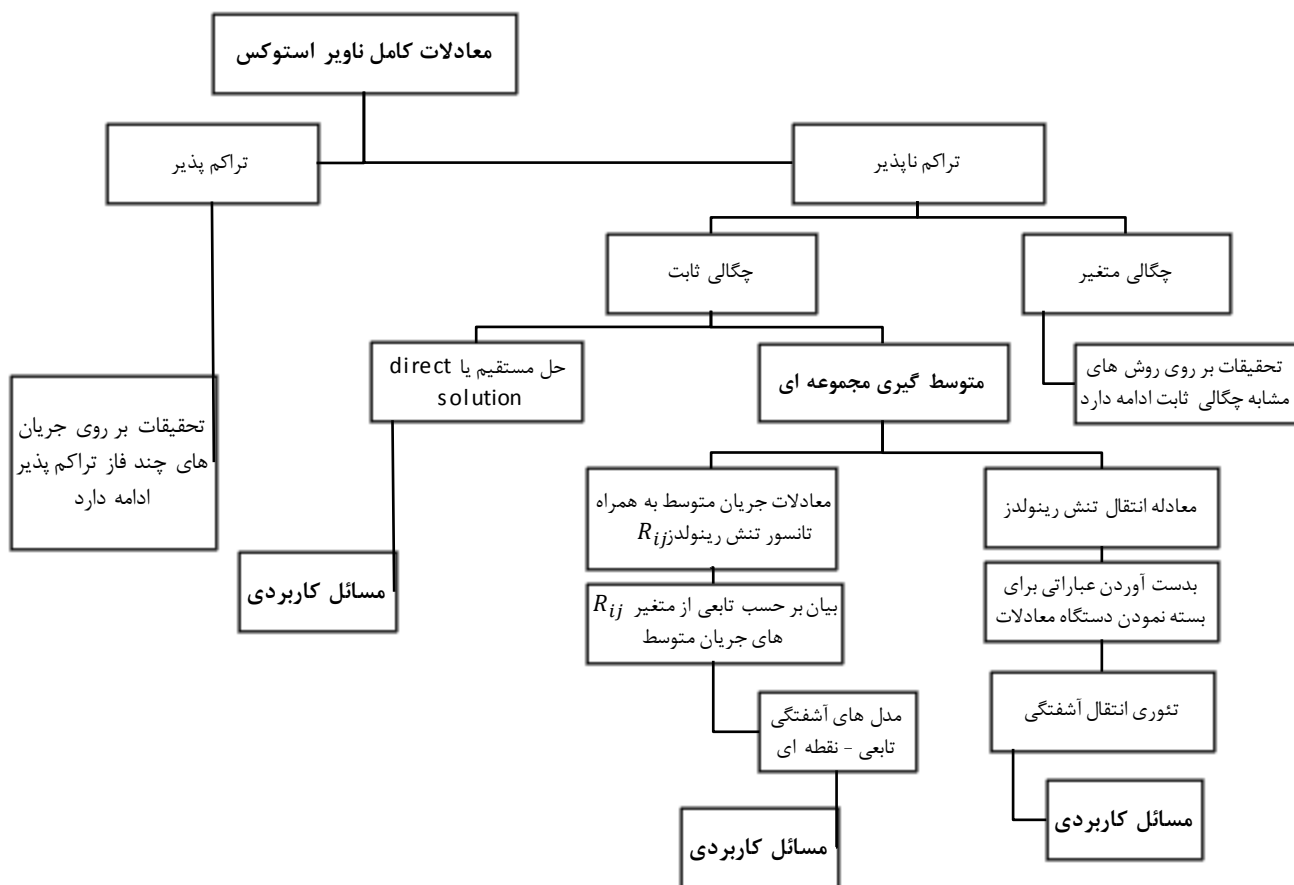
و همچنین معادله عمومی بقای ممنتوم نیز در فرم تانسوری به صورت معادله (۳-۲) بیان می‌شود:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{v_m}{\partial x_k^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \quad (3-2)$$

که در آن v_m بیانگر ضریب ویسکوزیته سینماتیک (نسبت میان ویسکوزیته ملکولی به چگالی $\frac{\mu_m}{\rho}$)، u_i بیانگر i - امین مولفه بردار سرعت و P نیز بیانگر نسبت فشار به چگالی می‌باشد.

با استفاده از همین دو معادله (۳-۱) و (۳-۲) است که می‌توان بسیاری از رفتارهای گزارش شده در فیزیک جریان‌های آشفته را مورد بررسی قرار داد. اگرچه در این میان ممکن است که در برخی از جریان‌ها، با سیال‌های تراکم پذیر و در عین حال ویسکوزیته متغیر هم سروکار داشته باشیم. همان طور که در شکل ۳-۲ مشاهده می‌شود، در حل معادلات کامل ناویر استوکس دو دیدگاه کلی وجود دارد: دیدگاه سیال تراکم ناپذیر $\nabla \cdot \vec{u} = 0$ و دیدگاه سیال تراکم پذیر $\nabla \cdot \vec{u} \neq 0$. در حل معادلات به صورت تراکم ناپذیر هم دو دیدگاه کلی حاکم است که اولین دیدگاه (و شاید منطقی ترین دیدگاه) معطوف به حل مستقیم معادلات حاکم (مسیر سمت چپ) می‌باشد؛ اما وجود برخی مشکلات

محاسباتی و هزینه بالای این روش ها (که از معروفترین آنها می توان به روش DNS اشاره نمود)، استفاده گسترده از این روش را با محدودیت هایی مواجه ساخته است.



شکل ۳-۲ روش های مختلف حل معادلات ناویر استوکس در فرم کامل آن به منظور استفاده در تحلیل مسائل کاربردی

در مسیر سمت راست، چنانچه محقق از فرض ساده کننده سیال تراکم ناپذیر با چگالی ثابت در تمام نقاط میدان جریان توام با "متوسط گیری مجموعه ای" یا "متوسط گیری زمانی" استفاده نماید نتیجه بدست آمده دو دستگاه متفاوت از معادلات می باشد:

۱- معادلات جریان متوسط که شامل "تانسور تنش رینولدز R_{ij} " نیز می‌باشد (روشن ترین تاثیر آشفته‌گی بر روی معادلات حاکم بر جریان سیال، ظهور جمله تنش رینولدز در سمت راست معادلات ممنتوم حاکم بر دینامیک سیال می‌باشد).

۲- "معادله انتقال تنش رینولدز"

"تئوری انتقال آشفته‌گی" (مسیر سمت راست در شکل ۳-۲) از هر دو دستگاه معادلات فوق ورودی می‌گیرد، در حالی که مدل‌های آشفته‌گی "تابعی نقطه‌ای" تنها با معادلات جریان متوسط سروکار خواهند داشت (در واقع در این روش تانسور تنش رینولدز R_{ij} بر حسب تابعی از متغیرهای جریان متوسط بیان می‌گردد).

۳-۲-۲ متوسط گیری رینولدز

به دلیل وجود مشکلات محاسباتی متعدد در روش‌های حل مستقیم فرم کامل معادلات ناویر استوکس، تقریباً تمام روش‌های تئوریک رایج در مدل سازی آشفته‌گی به نوعی از یکی از روش‌های متوسط گیری استفاده می‌کنند که از آن جمله می‌توان به "متوسط گیری زمانی"، "متوسط گیری مکانی" و همچنین "متوسط گیری مجموعه‌ای" اشاره نمود که در عین حال در تحقیقات مدل سازی جریان‌های آشفته بیشترین کاربرد را دارند.

با استفاده از روش‌های آماری (متوسط گیری) مناسب:

- در حل مسائل جریان آشفته دیگر نیازی به اینکه "طیف کامل اندازه ادی ها" تحت سیطره محاسباتی قرار گیرد، نمی‌باشد و یا به عبارت بهتر دیگر نیازی به استفاده از المان‌های فوق العاده ریز و متراکم نمی‌باشد.
- در حل مسائل جریان آشفته دیگر نیازی به تعیین جزئیات بسیار ریز و دقیق شرایط اولیه و شرایط مرزی (مثلاً توزیع کوچک‌ترین جزئیات مربوط به اندازه زبری دیواره و یا اغتشاش جریان بالا دستی و غیره) نمی‌باشد.

- در تحلیل جریان‌های آشفته‌ای که میدان سرعت متوسط یک بعدی یا دوبعدی دارند، دیگر نیازی به حل سه بعدی مسئله نمی‌باشد (هر چند که آشفتگی ذاتاً پدیده‌ای کاملاً سه بعدی است).

پس از ذکر مقدمات مربوط به مزایای متوسط گیری، مسئله را با اولین و ابتدایی‌ترین شیوه متوسط گیری که همان متوسط گیری زمانی است و در سال ۱۸۹۵ توسط "ازبرن رینولدز" ارائه شد، آغاز می‌نماییم؛ تجربه نشان داده است که متوسط گیری زمانی برای حالت "آشفتگی ایستا" (یا آشفتگی حالت پایا) مناسب می‌باشد. به بیان ساده‌تر متوسط گیری زمانی بیشتر برای جریان‌های آشفته‌ای که در آن خصوصیات فیزیکی جریان در حالت متوسط خود نسبت به زمان تغییر نمی‌نماید (جریانی که مثلاً در آن اندازه سرعت متوسط نسبت به زمان تغییری از خود نشان نمی‌دهد) مناسب می‌باشد. چنانچه برای چنین جریانی متغیرهای لحظه‌ای جریان را به صورت $\phi(\vec{x}, t)$ نشان دهیم، در این صورت بر طبق تعریف، متوسط زمانی این کمیت به صورت رابطه (۳-۷) تعریف می‌گردد:

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}^T \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} \phi(x, t) dt \quad (3-3)$$

نوع دیگر متوسط گیری، متوسط گیری مکانی است. تجربه نشان داده است که متوسط گیری مکانی برای "آشفتگی هموژن" مناسب است؛ در آشفتگی هموژن (در حالت متوسط) در تمام جهات فضایی با نوعی یکنواختی مواجه می‌باشیم. در این روش، متوسط گیری مورد نظر با انتگرال گیری حجمی بر روی تمام راستاهای فضایی حاصل می‌گردد. چنانچه مقدار متوسط گیری شده در این حالت را با $\bar{\phi}^{(v)}$ نمایش دهیم، خواهیم دید که:

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}^{(v)} \equiv \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int_V \phi(x, t) d^3v \quad (3-4)$$

استفاده از متوسط گیری مکانی هنگامی مناسب می باشد که مقیاس ساختارهای آشفته گی در مقایسه با نوسانات جریان آشفته بسیار کوچک باشد (که البته در جریان های آشفته این امر به ندرت رخ می دهد).

در آزمایشگاه های تجربی، عمومی ترین شکل متوسط گیری که دارای حداقل محدودیت هم می باشد، متوسط گیری مجموعه ای است. به عنوان مثال، چنانچه تعداد N عدد آزمایش با شرایط مرزی و اولیه ماکروسکوپی یکسان را مورد لحاظ قرار دهیم، و در هر آزمایش (مثلاً آزمایش شماره K) مقدار $\phi(\vec{x}, t)$ را به صورت $\phi^{(K)}(\vec{x}, t)$ نشان داده و مقدار متوسط مجموعه ای را نیز با $\bar{\phi}^{(E)}$ نمایش دهیم، خواهیم دید که:

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}^{(E)} \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{K=1}^N \phi^{(K)}(x, t) \quad (3-5)$$

به عبارت بهتر، متوسط مجموعه ای یک پارامتر در واقع متوسط آن پارامتر در طی تمام آزمایش ها در همان نقطه مشخص و در همان زمان مشخص می باشد. بنابراین در یک جریان حالت پایا، اندازه متوسط زمانی و اندازه متوسط مجموعه ای با یکدیگر برابر می باشند.

۳-۲-۳ نظریه ارگودیک

بر طبق نظریه ارگودیک، برای جریان آشفته ای که از لحاظ آماری پایا محسوب می شود، می توان فرض نمود که متوسط زمانی یک کمیت با متوسط مجموعه ای همان کمیت برابر است:

$$\bar{\phi}^{(T)} = \bar{\phi}^{(E)} \quad (3-6)$$

همچنین برای یک جریان آشفته هموژن هم می توان فرض کرد که متوسط گیری مکانی یک کمیت با متوسط مجموعه ای همان کمیت برابر می باشد:

$$\bar{\phi}^{(V)} = \bar{\phi}^{(E)} \quad (3-7)$$

بنابراین برای جریان آشفته‌ای که به طور هم‌زمان "ایستا" و "هموژن" است، می‌توان فرض نمود که هر سه روش متوسط‌گیری به یک جواب یکتا و یکسان خواهند رسید.



شکل ۳-۳ شماتیکی از انواع روش‌های متوسط‌گیری و تعاریف آن‌ها

با توجه با اینکه اکثر مسائل مهندسی به نوعی درگیر با "آشفته‌گی غیر هموژن" و در عین حال آشفتگی از نوع "پایا" می‌باشند، لذا متوسط‌گیری زمانی مناسب‌ترین روش (و شاید رایج‌ترین روش) متوسط‌گیری در میان روش‌های متوسط‌گیری رینولدز می‌باشد. برای چنین جریان‌هایی می‌توان اندازه سرعت لحظه‌ای جریان، $u_i(\vec{x}, t)$ ، را به صورت مجموع "سرعت متوسط جریان $U_i(\vec{x})$ و بخش نوسانی سرعت $u_i'(\vec{x}, t)$ " بیان کرد:

$$u_i(\vec{x}, t) = U_i(\vec{x}) + u_i'(\vec{x}, t) \quad (۸-۳)$$

کمیت $U_i(\vec{x})$ بیانگر یک متوسط زمانی و یا اصطلاحاً یک "سرعت متوسط" است و به صورت رابطه (۷-۹) تعریف می‌گردد:

$$U_i(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(\vec{x}, t) dt \quad (۹-۳)$$

در این صورت و برای یک جریان "پایا"، مقدار "متوسط زمانی سرعت متوسط" برابر مقدار "سرعت متوسط خواهد شد، یعنی:

$$\bar{U}_i(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} U_i(\vec{x}) dt = U_i(\vec{x}) \quad (3-10)$$

که در آن علامت بار نشان دهنده متوسط زمانی می‌باشد. متوسط زمانی بخش نوسانی سرعت صفر می‌باشد؛ برای اثبات این مطلب از تعریف ارائه شده برای بخش نوسانی سرعت در رابطه (3-8) متوسط گیری زمانی به عمل می‌آوریم و از روابط (3-9) و (3-10) نیز استفاده می‌کنیم؛ نتیجه به صورت رابطه (3-11) بیان می‌شود:

$$\overline{u_i'}(\vec{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} [u_i(\vec{x}, t) - U_i(\vec{x})] dt = U_i(\vec{x}) - \bar{U}_i(\vec{x}) = 0 \quad (3-11)$$

به همین ترتیب متوسط زمانی بخش نوسانی هر کدام از دیگر کمیت‌های فیزیکی هم لزوماً برابر صفر می‌باشد.

۳-۲-۴ فرم متوسط گیری شده معادله پیوستگی حاکم بر یک جریان آشفته

می‌دانیم که فرم دیفرانسیلی و تانسوری معادله پیوستگی به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3-12)$$

شکل مشابهی از این معادله هم برای مقادیر لحظه‌ای جریان آشفته برقرار می‌باشد. چنانچه یک متوسط گیری زمانی از معادله پیوستگی (3-12) به عمل آوریم، معادله به دست آمده دارای شکلی به صورت معادله زیر خواهد بود:

$$\overline{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}} = 0 \quad (3-13)$$

با جایگذاری کمیت‌های لحظه‌ای به مجموع مقادیر متوسط زمانی و مقادیر نوسانی آن‌ها، یعنی $u_i = \bar{u}_i + \bar{u}'_i$ و $\rho = \bar{\rho} + \bar{\rho}'$ و نیز استفاده از قوانین متوسط گیری رینولدز، خواهیم بدید که پس از بسط معادله (۲۰-۷)، به معادله ای به صورت معادله (۱۴-۳) خواهیم رسید:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\rho}'\bar{u}'_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (14-3)$$

از آنجا که برای یک جریان تراکم ناپذیر، اندازه چگالی جریان در تمامی لحظات و در تمامی نقاط میدان جریان ثابت می‌باشد، بنابراین هیچ نوسانی برای اندازه چگالی چنین جریانی قابل تصور نیست، لذا فرض بر آن است که $\bar{\rho}' = 0$ می‌باشد. بنابراین در یک جریان تراکم ناپذیر مقدار چگالی لحظه ای برابر چگالی متوسط است؛ $\rho = \bar{\rho} = \text{const}$. در این شرایط و برای یک جریان تراکم ناپذیر، معادله (۱۴-۳) به صورت معادله (۱۵-۳) ساده خواهد شد:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (15-3)$$

معادله (۱۵-۳) در واقع فرم متوسط معادله پیوستگی یا همان معادله بقای جرم حاکم بر یک جریان تراکم ناپذیر می‌باشد.

۳-۲-۵ فرم متوسط گیری شده معادله ممنتوم حاکم بر یک جریان آشفته

با نگاهی مجدد به معادلات ناویر استوکس خواهیم دید که فرم تانسوری معادلات ممنتوم برای یک جریان تراکم ناپذیر و با ویکوزیته ثابت به صورت معادله (۱۶-۳) بیان می‌شود:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = B_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (16-3)$$

این معادله به صورت لحظه‌ای هم برای یک جریان آرام و هم برای یک جریان آشفته معتبر است؛ اما برای یک جریان آشفته، متغیرهای وابسته‌ای نظیر سرعت و فشار تماماً وابسته به زمان می‌باشند. حال می‌خواهیم معادله فوق را بر حسب کمیت‌های متوسط زمانی بیان کنیم تا فهم فیزیکی و نیز انجام

اندازه گیری‌های کمیت‌های حاصل شده به راحتی امکان پذیر گردند. با قرار دادن $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ و نیز $P = \bar{P} + \dot{P}$ در معادله (۱۵-۳) به معادله (۱۶-۳) خواهیم رسید:

$$\rho \left(\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} \right) = B_i - \frac{\partial(\bar{P} + \dot{P})}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (۱۷-۳)$$

با اندکی ساده سازی معادله (۱۶-۳) و نیز اعمال متوسط گیری زمانی بر طرفین این معادله، به معادله (۱۸-۳) می‌رسیم:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right) = \bar{B}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (۱۸-۳)$$

جمله سوم در سمت چپ معادله فوق معمولاً به فرم‌های مختلفی بیان می‌گردد. با توجه به این حقیقت که در یک جریان تراکم ناپذیر اندازه تغییرات چگالی سیال (چه تغییر نسبت به زمان و چه نسبت به مکان) قاعدتاً برابر صفر است، لذا با توجه به معادلات (۱۲-۳) و (۱۵-۳) و با توجه به این حقیقت که $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ می‌باشد، به راحتی می‌توان نشان داد که در یک جریان تراکم ناپذیر $\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0$ است و به همین ترتیب مضربی از آن نیز برابر صفر می‌باشد:

$$\overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0 \quad (۱۹-۳)$$

همچنین متوسط زمانی رابطه (۱۹-۳) هم برابر صفر می‌باشد:

$$\overline{\overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}} = 0 \quad (۲۰-۳)$$

با اضافه و کم کردن جمله $\overline{\overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}}$ به طرفین معادله (۱۷-۳) و با توجه به درستی رابطه (۲۱-۳):

$$\overline{\overline{u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}} \equiv \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\overline{u'_i u'_j}} \quad (۲۱-۳)$$

در این صورت معادله (۱۷-۳) برای یک جریان آشفته به صورت معادله (۲۲-۳) بیان می‌شود:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \bar{B}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (3-22)$$

تنها اختلاف موجود میان معادله ممنتوم جریان متوسط به دست آمده (۳-۲۲) با معادله ممنتوم با کمیت‌های لحظه‌ای (۳-۱۵) اضافه شدن آخرین جمله در سمت راست معادله (۳-۲۲) یعنی جمله $\rho \overline{u'_i u'_j}$ می‌باشد که در آن $\overline{u'_i u'_j}$ بیانگر متوسط مربعات یا متوسط حاصلضرب کمیت‌های نوسانی سرعت می‌باشد. جمله $R_{ij} \equiv \rho \overline{u'_i u'_j}$ را اصطلاحاً تانسور "تنش آشفتگی بر واحد جرم" یا تانسور "تنش رینولدز بر واحد جرم" می‌نامند و در مبحث جریان‌های آشفته و مدلسازی آنها از اهمیت فوق العاده بالایی برخوردار می‌باشد. این جمله از لحاظ فیزیکی یک تنش نیست، بلکه بیانگر تبادل افزایش یافته ممنتوم تحت تاثیر آشفتگی جریان است. برای سالیان متمادی فرم متوسط گیری شده معادلات ناویر استوکس اصطلاحاً "معادلات رینولدز" نامیده می‌شد. لیکن امروزه این معادلات را اصطلاحاً "معادلات متوسط گیری شده رینولدزی ناویر استوکس" یا اصطلاحاً معادلات RANS می‌نامند تا با معادلات وابسته به زمان و لحظه ای ناویر استوکس اشتباه گرفته نشوند.

بایستی خاطر نشان کرد که در به دست آوردن معادلات RANS همیشه استفاده از متوسط گیری مجموعه‌ای نسبت به متوسط گیری زمانی ارجح می‌باشد، هر چند که بر طبق نظریه ارگودیک برای یک جریان آشفته پایا (جریان رایج در اغلب مسائل مهندسی) تفاوت خاصی میان این دو روش وجود نخواهد داشت.

۳-۲-۶ معادله انرژی جنبشی آشفتگی

چنانچه مجدداً از معادله ممنتوم برای یک جریان تراکم ناپذیر با ویکوزیته ثابت استفاده نماییم و معادله ممنتوم نظیر راستای i آن را در مولفه سرعت در همین راستا ضرب کنیم، پس از ساده سازی به معادله زیر خواهیم رسید:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u_i u_i}{\tau} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_i \left(\frac{P}{\rho} + \frac{u_j u_j}{\tau} \right) \right) + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) - \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3-23)$$

جمله‌های موجود در معادله فوق دارای واحد انرژی می‌باشند و از همین رو به این معادله اصطلاحاً معادله حاکم بر انرژی جنبشی گفته می‌شود. با اعمال متوسط گیری بر روی معادله فوق و کمی ساده سازی جمله‌های حاصله می‌توان به "معادله حاکم بر انرژی جنبشی متوسط" در یک جریان آشسته رسید:

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\tau} \overline{u_i u_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(- \frac{\overline{p u_j}}{\rho} + \nu \overline{u_i} s_{ij} - \overline{u_i u_j u_i} \right) - \nu s_{ij} s_{ij} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3-24)$$

که در آن تانسور s_{ij} بیانگر "تانسور نرخ کرنش برای میدان جریان متوسط" بوده و به صورت رابطه (3-25) تعریف می‌شود:

$$s_{ij} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3-25)$$

چنانچه جمله‌های موجود در معادله (3-23) را به صورت جمع دو مولفه "متوسط زمانی" و مولفه "نوسانی" همان جمله بیان نماییم:

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad (3-26)$$

$$P = \overline{P} + P' \quad (3-27)$$

$$u_i u_i = \overline{u_i u_i} + \nu \overline{u_i} u'_i + u'_i u'_i \quad (3-28)$$

در نهایت با گرفتن متوسط زمانی از طرفین معادله حاصل شده و کسر نتیجه به دست آمده از حاصل ضرب $\overline{u_i}$ در معادله ممنتوم متوسط گیری شده ارائه شده برای یک جریان آشسته (معادله (3-22) ، البته بدون حضور نیروی حجمی (B) به معادله زیر می‌رسیم:

$$\overbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u'_k u'_k}{2} \right)}^1 + \overbrace{u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{u'_k u'_k}{2} \right)}^2 = - \overbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_i \left(\frac{p}{\rho} + \frac{u'_k u'_k}{2} \right) \right)}^3 - \overbrace{u_i u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}^4 \quad (3-29)$$

$$+ \underbrace{v \frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right)}_5 - \underbrace{v \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_6$$

معادله (۳-۲۹) را اصطلاحاً معادله انرژی جنبشی آشفتگی می‌نامند و هر جمله از این معادله به نوعی

بیانگر یک شکل خاص از انرژی و انتقال آن می‌باشد:

ترم ۱- نرخ زمانی افزایش انرژی جنبشی آشفتگی

ترم ۲- دیفیوژن جابجایی انرژی جنبشی آشفتگی توسط میدان جریان متوسط

ترم ۳- دیفیوژن جابجایی انرژی جنبشی آشفتگی کلی توسط آشفتگی میدان جریان

ترم ۴- تولید آشفتگی (انرژی کسب شده از میدان جریان متوسط)

ترم ۵- کار انجام شده توسط تنش‌های برشی لزج حرکات آشفته جریان

ترم ۶- استهلاک و "اضمحلال" آشفتگی به واسطه حرکت آشفته جریان

مجدداً با کمی مرتب نمودن جمله‌ها، می‌توان معادله انتقال انرژی جنبشی آشفتگی را به صورت زیر

خلاصه کرد:

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \overline{u_k'^2} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(- \frac{\overline{p u_i'}}{\rho} + \nu \overline{u_i' s_{ij}} - \frac{1}{2} \overline{u_j'^2 u_i'} \right) - \nu \overline{s_{ij} s_{ij}} + \overline{u_i' u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3-30)$$

که در آن s_{ij} بیانگر "تانسور نرخ کرنش برای میدان جریان نوسانی" بوده و به صورت زیر می‌باشد:

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-31)$$

۷-۲-۳ معادله انتقال تنش رینولدز

برای بدست آوردن این معادله می‌توان با ضرب معادله ناویراستوکس در خواص نوسانی و متوسط گیری رینولدز، به معادله دیفرانسیلی بر حسب تانسور تنش رینولدز رسید. برای این کار معادله ناویر استوکس را با اپراتور زیر نشان می‌دهیم.

$$\mathcal{N}(u_i) = \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} = . \quad (۳-۳۲)$$

برای بدست آوردن معادله تنش رینولدز، متوسط زمانی زیر را تشکیل می‌دهیم:

$$\overline{u_i' \mathcal{N}(u_i)} + u_j' \overline{\mathcal{N}(u_i)} = . \quad (۳-۳۳)$$

بعد از متوسط گیری به معادله‌ای به فرم زیر می‌رسیم:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = & -\tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} + \frac{u_i' \partial p'}{\rho \partial x_j} + \frac{u_j' \partial p'}{\rho \partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + \overline{u_i' u_j' u_k'} \right] \end{aligned} \quad (۳-۳۴)$$

با کمی مرتب سازی داریم: [۲۳]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = & -\tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \varepsilon_{ij} - \Pi_{ij} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + C_{ij} \right] \end{aligned} \quad (۳-۳۵)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right), \varepsilon_{ij} = \nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}, C_{ij} = \frac{1}{\rho} \overline{u_i' u_j' u_k'} \\ + \overline{p' u_i'} \delta_{jk} + \overline{p' u_j'} \end{aligned} \quad (۳-۳۶)$$

۳-۳ مدل‌های آشفته‌گی

۳-۳-۱ مروری بر تحقیقات انجام شده

پیش از این گفتیم که مفهوم متوسط گیری رینولدز ابتدا در اواخر قرن نوزدهم میلادی توسط رینولدز ارائه شد. اگرچه بوزینسک^۱ مفهوم "ویسکوزیته آشفته" یا ویسکوزیته ادی^۲ را در سال ۱۸۷۷ و به عنوان مبنایی برای "بسته نمودن آشفته‌گی به روش متوسط زمانی" ارائه نمود، اما تا بعد از سال ۱۹۲۰ – که اولین محاسبات موفق از جریان‌های آشفته بر پایه معادلات ناویر استوکس متوسط گیری شده و با استفاده از یک مدل ویسکوزیته ادی صورت گرفت – هیچ استفاده‌ای از این مفهوم به عمل نیامد. موفقیت این محاسبات هم مدیون فعالیت‌های پرانتل^۲ در سال ۱۹۲۵ بود که مفهوم "طول اختلاطی" را به عنوان مبنایی در تعیین ویسکوزیته ادی ارائه داد.

ارائه مفهوم "طول اختلاطی" برای اولین بار منجر به رسیدن به فرم بسته‌ای از دستگاه معادلات آشفته در جریان آشفته درون لوله و در داخل کانال‌ها شد. نتایج بدست آمده به طرز جالبی بر نتایج تجربی منطبق بودند. در یک قرن گذشته محققین گوناگونی که به نحوی مرتبط با علوم جریان‌های آشفته بودند، تلاش زیادی در بسط و گسترش مفهوم طول اختلاطی نموده‌اند و هر یک سعی نمودند تا این مفهوم نوظهور را برای یکی از صدها کاربرد مسائل صنعتی گسترش دهند. این فعالیت تا اواخر دوران جنگ جهانی دوم به طول انجامید و تا این زمان محققین به این نتیجه رسیده بودند که فرضیات پایه‌ای موجود در پس زمینه مفهوم طول اختلاطی، غیر واقعی می‌باشد. چرا که بر طبق نتایج تائید شده تجربی، جریان‌های آشفته یک جدایش واضح و روشن از طول مقیاس‌ها ندارند و از همین رو تفکیک یک جریان آشفته به چند ناحیه مجزا با طول مقیاس‌های مشخص و تعریف شده صحیح و منطقی نمی‌باشد.

۱- Boussinesq

۲- Prandtl

با هدف توسعه مدل‌های عمومی‌تر، دو تن از محققین برجسته آن زمان یعنی پرائنتل و ویگه‌هارت در سال ۱۹۴۵ توانستند مفهوم ویسکوزیته آشفته را به نحوی به یک کمیت فیزیکی موجود در بطن جریان‌های آشفته، یعنی انرژی جنبشی آشفتگی گره بزنند. این فعالیت در واقع سنگ بنای توسعه "مدل‌های یک معادله‌ای" بود که اصطلاحاً مدل‌های $k-L$ نیز نامیده می‌شوند. در این مدل‌ها، طول مقیاس آشفتگی L به صورت تجربی تعیین شده و انرژی جنبشی آشفتگی نیز از یک معادله انتقالی مدل شده به دست خواهد آمد. این مدل‌ها نیز از وجود برخی نواقص ذاتی مشترک در تمامی مدل‌های "ویسکوزیته ادی" رنج می‌بردند: عدم توانایی برای در نظر گرفتن صحیح اثرات "انحنای خط جریان" و "اثرات تاریخچه" جریان در هر یک از مولفه‌های تانسور تنش رینولدز؛ این دو مشکل از مهم‌ترین مشکلات رایج در اغلب مدل‌های آشفتگی به کار برنده مفهوم "ویسکوزیته ادی" هستند.

در مقاله تاریخی و بسیار برجسته‌ای که رتا^۱ در سال ۱۹۵۱ منتشر ساخت، پایه و اساس مدل سازی آشفتگی بر روی "بسته نمودن آشفتگی با استفاده از فرم کامل تنش‌های رینولدز" قرار داده شد که در نهایت هم منجر به تغییر رویه مدل سازی تنش رینولدز گشت. روش جدید ارائه شده توسط رتا که هم اکنون از آن تحت عنوان روش‌های "مرتب‌دوم" نام برده می‌شود، بر مبنای معادله انتقال تنش رینولدز قرار دارد. با استفاده از چند ایده آماری که توسط کولموگوروف^۲ در دهه ۱۹۴۰ ارائه شده بود و همچنین با استفاده از چند ایده کاملاً جدید دیگر، رتا موفق شد که معادله انتقال تنش رینولدز را کاملاً بسته نماید. این روش جدید "بسته نمودن تنش رینولدز"، بر خلاف مدل‌های ویسکوزیته ادی، می‌توانست به طور هم‌زمان اثرات تاریخچه و اثرات غیر موضعی تکامل تانسور تنش رینولدز را مورد لحاظ قرار دهد. لیکن از آنجا که این روش جدید نیازمند حل هم‌زمان شش معادله انتقالی برای تک تک مولفه‌های تانسور تنش رینولدز می‌باشد، عملاً تا چندین دهه پس از ابداع این روش، توانایی

۱- Rotta

۲- Kolmogorov

محاسباتی لازم برای تحلیل جریان‌های مهندسی با استفاده از این روش در اختیار محققین قرار نگرفت. به این روش جدید اصطلاحاً روش "بسته نمودن کامل مرتبه دوم" هم گفته می‌شود.

در سال‌های دهه ۱۹۷۰ میلادی بود که با پیدایش کامپیوترهای قدرتمند، عملاً تلاش‌ها برای توسعه و اعمال مدل‌های "بسته نمودن مرتبه دوم" آغاز شد و در این میان انتشار نتایج بدست آمده توسط دالی و هارلو^۱ در سال ۱۹۷۰ و پس از آن انتشار نتایج دونالدسون^۲ در سال ۱۹۷۲ خبر از شروع دوره جدیدی از تحقیقات مرتبط با دینامیک جریان‌های آشفته می‌داد.

در مقاله بسیار مهمی که در سال ۱۹۷۵ و توسط لاندر، ریس و ردی^۳ منتشر شد، مدل جدیدی از دسته مدل‌های "بسته نمودن مرتبه دوم" به دنیای مدل سازی جریان‌های آشفته معرفی شد که از مدل ابتدایی ارائه شده توسط رتا در سال ۱۹۵۱ به مراتب بهتر عمل می‌نمود. آن‌ها از مدل‌های به مراتب سینماتیک تری برای "همبستگی میان فشار و کرنش" و نیز جمله‌های انتقال آشفستگی استفاده نمودند؛ آن‌ها از یک معادله انتقالی مدل شده برای تعیین اندازه "نرخ اضمحلال آشفستگی" در کنار این روش "بسته نمودن تنش رینولدز" استفاده کردند. آن‌ها همچنین نشان دادند که چگونه مدل‌های "بسته نمودن مرتبه دوم" را می‌توان طوری کالیبره کرد که از آن‌ها بتوان در تمام جریان‌های مهندسی به نحو احسن استفاده نمود و این روش یک پیشرفت جالب در مسیر توسعه مدل‌های آشفستگی محسوب می‌شد.

پس از خلاصه کردن و ساده نمودن مدل ارائه شده توسط لاندر، ریس و ردی و هم‌زمان با استفاده از یک بیان "ویسکوزیته ادی" از تنش رینولدز، مدل دو معادله‌ای جدیدی (که اصطلاحاً $k - \varepsilon$ نامیده می‌شود) به دست می‌آید که اتفاقاً درست شبیه به همان مدلی است که پیش از آن توسط لاندر و هانجالیک^۴ در سال ۱۹۷۲ به دست آمده بود. به واسطه نیاز به محاسباتی به مراتب کمتر، مدل $k - \varepsilon$

^۱ - Daly, Harlow

^۲ - Donalson

^۳ - Launder, Reece, Rodi

^۴ - Launder, Hanjalic

هنوز هم جزء یکی از رایج‌ترین مدل‌ها در میان مدل‌های آشفته‌گی ارائه شده برای حل جریان‌های مهندسی محسوب می‌شود.

پس از انتشار مقاله لاندر، ریس و ردی و موفقیت‌های بسیار جالب و خیره‌کننده مدل‌های "بسته نمودن مرتبه دوم"، تعداد زیادی از علاقمندان به مدل سازی آشفته‌گی شروع به تحقیق بر روی قابلیت‌های این مدل و همچنین توسعه آن‌ها نمودند. در سال ۱۹۷۸، لاملی^۱ قید بسیار مهمی برای "قابلیت بیان واقعیت مدل‌های آشفته‌گی" یا اصطلاحاً واقع گرایی یا Realizability این مدل‌ها ارائه نمود [۲۳].

۳-۲-۳ مدل‌های ادی ویسکوزیته

هدف هر مدل ادی ویسکوزیته، توصیف رابطه بین μ_t ادی ویسکوزیته و کمیت‌های قابل اندازه‌گیری فیزیکی جریان و یا کمیت‌های محاسبه شده میدان جریان است. به طور معمولاً مدل‌ها را می‌توان به سه دسته تقسیم نمود:

۱- مدل‌های صفر معادله‌ای

۲- مدل‌های یک معادله‌ای

۳- مدل‌های دو معادله‌ای

مدل‌های صفر معادله‌ای، تنها از روابط و معادلات جبری جهت توصیف رابطه بین μ_t و خواص محاسبه شده و یا قابل اندازه‌گیری استفاده می‌کنند. مدل‌های یک معادله‌ای از یک معادله انتقال PDE اضافی نیز در این بین استفاده می‌کنند، مدل‌های دو معادله‌ای شامل دو عدد PDE اضافی هستند. واضح است که هیچ مدل آشفته‌گی وجود ندارد که برای تمامی مسائل مهندسی جوابگو باشد، انتخاب مدل از بین مدل‌های موجود بستگی به موارد زیر دارد:

۱- lumley

- فیزیک جریانی که با آن در مسئله مورد نظر درگیر هستیم.
- وجود یا عدم وجود هم‌زمان چند رژیم متفاوت جریانی در کنار یکدیگر
- میزان دقت مورد نیاز
- امکانات محاسباتی موجود
- میزان زمان مورد نیاز برای رسیدن به جوابی معقول [۲۴]

۳-۳-۳ مدل‌های صفر معادله‌ای (مدل‌های طول اختلاطی)

نظریه طول اختلاطی، که پیش از این مورد بحث و بررسی قرار گرفت، فقط برای جریانات نسبتاً ساده نظیر جریانات برشی نازک و جریانات جت و جریانات Wakes و همچنین جریانات لایه مرزی تشکیل شده بر روی دیواره خوب کار می‌کند، چرا که تنها برای این جریانات است که می‌توان l_m را با روابط تجربی ساده بیان نمود. اما این مدل اثرات انتقالی آشفته و نیز History Effects نظیر جریانات آشفته را در نظر نمی‌گیرد (به عبارت دیگر، این مدل نمی‌تواند اثرات اغتشاشات ایجاد شده در بالادست جریان را بر روی جریان پایین دست پیش بینی نماید). از نقطه نظر ریاضی، سیستم معادلات جریان به دست آمده از مدل سازی جریان آشفته از نوع صفر معادله‌ای تقریباً همانند سیستم معادلات مربوط به جریانات آرام می‌باشد که در آن μ ثابت و یا متغیر نسبت به مکان و رژیم موضعی جریان است.

بنابراین از نقطه نظر محاسباتی و خواص همگرایی، می‌توان انتظار داشت که در استفاده از مدل طول اختلاطی (یا مدل‌های صفر معادله‌ای) در نهایت رفتاری شبیه به رفتار جریانات آرام را شاهد خواهیم بود. بالاخص چنانچه از شرایط مرزی مناسب استفاده شده باشد، حل عددی با استفاده از این مدل‌ها، با سرعت بالاتری همگرا شده و نتایج همگرا شده بهتری را در تعداد تکرار کمتر خواهد داد. به علاوه در استفاده از روش‌های صفر معادله‌ای، خواص همگرایی فرآیند حل به پارامترهای ذیل حساس نمی‌باشد:

- ۱- تغییرات جزئی در چگالی و توزیع مکانی المان‌ها (شبکه بندی Grid Generation)

۲- تغییرات در شکل دامنه محاسباتی

۳- حدس اولیه آغازین (بدین معنی که شعاع همگرایی بزرگی داریم)

لازم به ذکر است که این مدل در جاهائی که فرآیند جابجائی و یا دیفیوژن کمیت‌های آشفته‌گی مهم است نظیر جریاناتی که دارای نرخ تشکیل بالائی می‌باشند (مانند جریانات انفجاری، تخلیه ظروف و یا معابر پر فشار و...)، انتقال حرارت در عرض صفحات بدون گرادیان جریانی، جریانات دوباره چرخشی و به طور کلی هر جریانی که دارای رژیم‌های پیچیده در مقایسه با جریانات ساده کلاسیک می‌باشد و بالتبع آن تعیین I_m با مشکل مواجه می‌شود، مناسب نخواهد بود.

۳-۳-۴ مدل‌های یک معادله‌ای

در مدل‌های یک معادله‌ای، یکی از دو مقیاس مهم در جریانات آشفته، یعنی از میان زمان مقیاس جریانات آشفته و طول مقیاس جریانات آشفته و یا ترکیبی از آن دو، با استفاده از یک معادله انتقالی به دست می‌آید. معمولاً این انرژی جنبشی آشفته، K است که برای آن از یک معادله انتقالی استفاده می‌شود.

یکی از رایج‌ترین و پرکاربردترین مدل‌های یک معادله‌ای مدل "اسپالارت آلماراس" بوده که یک معادله مدل شده انتقال را برای به دست آوردن μ_t حل می‌کند. مدل مزبور برای کاربرهای هوا فضا ارائه شده است و همچنین نتایج خوبی برای لایه‌های مرزی که در معرض گرادیان فشار معکوس قرار دارند، ارائه داده است. همچنین این مدل، یک مدل عمومی برای کاربرد های توربوماشین است.

این مدل در شکل اصلی خود، مدلی موثر برای اعداد رینولدز پایین محسوب می‌شود، یعنی استفاده موثر از این مدل تنها محدود به نواحی متأثر از لزجت در داخل لایه مرزی و دیگر نواحی مشابه (با عدد رینولدز پایین) می‌باشد. هرچه از نواحی با عدد رینولدز پایین دور شویم و به سمت نواحی با عدد رینولدز بالاتر حرکت نماییم، از قابلیت‌ها و نیز دقت این مدل در تعیین مقدار ویسکوزیته آشفته μ_t کاسته خواهد شد.

۳-۳-۵ مدل‌های دو معادله‌ای

مدل‌های دو معادله‌ای به عنوان زیربنای بسیاری از تحقیقات مربوط به مدل سازی جریان‌های آشفته، بالاخص در سالیان اخیر مورد توجه محققین قرار گرفته‌اند. ساده‌ترین مدل‌های کامل آشفته‌گی که در عین داشتن قابلیت‌های بالا، دارای فرم نسبتاً ساده‌ای نیز می‌باشند، مدل‌های دو معادله‌ای هستند که در آن‌ها حل دو معادله انتقالی، منجر به تعیین دو کمیت "سرعت مقیاس آشفته‌گی" و نیز "طول مقیاس آشفته‌گی" به صورت مستقل از یکدیگر می‌شوند. با مروری بر شکل‌های متنوعی که برای مدل‌های کامل دو معادله‌ای ارائه شده است می‌توان فهمید که نقطه آغاز تمام مدل‌های دو معادله‌ای، استفاده از تقریب بوزینسک و نیز ارائه یک معادله انتقالی برای انرژی جنبشی آشفته‌گی K می‌باشد. انتخاب متغیر دوم کاملاً دلخواه است و تا امروز پیشنهادات بسیاری برای این انتخاب ارائه شده است. به طور کلی، قدرت پیش بینی بالا، اقتصادی بودن و از همه مهم‌تر دقت قابل قبول برای طیف وسیعی از جریان‌های آشفته، منجر به آن شده است که هر یک از مدل‌های دو معادله‌ای به یک مدل رایج برای شبیه سازی عددی جریان‌های صنعتی مبدل گردد [۲۳].

۳-۳-۵-۱ مدل $k-\varepsilon$ استاندارد

در مدل $k-\varepsilon$ استاندارد که شاید رایج‌ترین و پرکاربردترین مدل از دسته مدل‌های دو معادله‌ای باشد، اندازه "طول مقیاس" و "زمان مقیاس آشفته‌گی" با استفاده از "انرژی جنبشی آشفته‌گی k " و "نرخ اضمحلال انرژی جنبشی آشفته‌گی ε " و با توجه به رابطه زیر بدست می‌آید:

$$l_0 \propto \frac{k^{\frac{1}{2}}}{\varepsilon}, \quad \tau_0 \propto \frac{k}{\varepsilon} \quad (3-37)$$

معادلات این مدل به صورت زیر می‌باشد.

$$v_T = \frac{C_\mu k^{\frac{1}{2}}}{\varepsilon} \quad (3-38)$$

$$R_{ij} = \frac{2}{3} K \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-39)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = -R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (3-40)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] \quad (3-41)$$

که در آن $\sigma_k, C_{\mu}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 1}$ و σ_ε ضرایبی تجربی هستند و مقدار آنها با کمک نتایج تجربی معتبر به دست می آید [۲۴].

$$C_{\varepsilon 1} = 1/44, C_{\varepsilon 2} = 1/92, C_{\mu} = 0.09, \sigma_k = 1/0, \sigma_\varepsilon = 1/3 \quad (3-42)$$

به رابطه (۳-۳۹) رابطه اساسی "ویسکوزیته ادی بوزینسک" یا اصطلاحاً "تقریب بوزینسک" نیز گفته 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.

این معادلات فقط بر جریان برشی آزاد اعمال می شود. برای جریان های لایه مرزی نزدیک دیوار، برای به حساب آوردن وجود دیوار معادلات نیازمند تغییرات می باشند.

۳-۵-۲ مدل $k-\varepsilon$ RNG

یاخوت^۱ و همکارانش گونه ای جدیدی از مدل $k-\varepsilon$ را ارائه نموده اند که مشخصات و ویژگی های عملکردی آن در مقایسه با مدل استاندارد بهینه شده است. می توان گفت که مدل پیشنهادی آن ها بر مبنای تئوری Renormalized Group قرار داشته که از همین رو به آن RNG گفته می شود. این مدل در شکل ظاهری خود بسیار شبیه به مدل استاندارد می باشد که در معادله ε خود، دارای یک ترم اضافی می باشد. همچنین در این مدل تاثیر گردابه متحرک در آشفتگی در نظر گرفته می شود که در

^۱ - Yakhot

جریان‌های چرخشی به دقت کار کمک می‌کند. باید توجه داشت که ضرایب این مدل با ضرایب سایر

مدل‌ها متفاوت می‌باشد. فرم کلی معادلات $k-\varepsilon$ RNG به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = -R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (3-43)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] - R_\varepsilon \quad (3-44)$$

که در آن:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \eta^* \left(1 - \frac{\eta}{\eta_o} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^*} \frac{1}{k}, \quad \eta = \frac{Sk}{\varepsilon}, \quad \eta_o = 4/38, \quad \beta = 0/12 \quad (3-45)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1/42, \quad C_{\varepsilon 2} = 1/68, \quad C_\mu = 0/0845, \quad \sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0/72 \quad (3-46)$$

۳-۵-۳-۳ مدل $k-\varepsilon$ قابل درک^۱

این مدل یکی از فرم‌های مختلف مدل استاندارد $K-\varepsilon$ می‌باشد که دو تغییر اساسی در آن به وجود آمده است که عبارتند از:

- یک معادله انتقال جدید برای ε

- یک فرمول جدید برای محاسبه ویسکوزیته آشفتگی

علت نامگذاری این مدل به این نام به خاطر این است که این مدل بعضی از قیود ریاضی که با فیزیک جریان آشفته سازگار است را ارضا می‌کند که دیگر مدل‌ها این قابلیت را ندارند.

معادلات این مدل به صورت زیر می‌باشد.

$$\nu_T = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (3-47)$$

^۱ - Realizable

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (48-3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = -C_\varepsilon \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] \quad (49-3)$$

که در آن:

$$C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}, \quad U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ji} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ji}}, \quad \tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (50-3)$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk}\omega_k, \quad A_o = 4/0.4, \quad A_s = \sqrt{\varepsilon} \cos \phi, \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{\varepsilon}W) \quad (51-3)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{S^3}, \quad S = \sqrt{S_{ij}S_{ji}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad C_\varepsilon = 1/9, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1/2 \quad (52-3)$$

این مدل در مواردی عملکرد بهتری را نسبت به مدل استاندارد ارائه می‌کند که از جمله آن می‌توان به جریاناتی که دچار جدایش یا چرخش بوده و همچنین جریاناتی که تحت تاثیر گرادیان های فشار معکوس می‌باشند، اشاره کرد.

۳-۳-۴ مدل k-ω استاندارد

کولموگورو^۱ (۱۹۴۲) اولین مدل دو معادله‌ای آشفتگی را پیشنهاد کرده بود. کولموگورو انرژی جنبشی آشفتگی را به عنوان یک پارامتر آشفتگی انتخاب کرد و مانند پرنتل^۲ (۱۹۴۵)، معادلات دیفرانسیلی حاکم بر رفتار آن را مدلسازی کرد. پارامتر دوم، اتلاف در واحد انرژی جنبشی، ω، بود. در مدل k-ω، ω به عنوان یک معادله دیفرانسیلی شبیه به معادله k رفتار می‌کند. سافمن^۳ (۱۹۷۰) بدون توجه به کارهای کولموگورو یک مدل k-ω را فرمولبندی نمود که استدلال بهتری نسبت به مدل کولموگورو داشت. سپلینگ^۴ مدل بهتری از مدل k-ω پیشنهاد کرد که تعدادی از نقص‌های آن برطرف شد.

۱- Kolmogorov

۲- Prandtl

۳- Saffman

۴- Sapling

روش زیر برای مدل $k-\omega$ ، به طور چشمگیری دقت پیش بینی مدل ویلکاکس^۱ (۱۹۸۸) برای جریان‌های برشی و جریان‌های جدا شده قوی را بهبود بخشیده است. مدل ویلکاکس اصلاحاتی برای اثرات عدد رینولدز پایین، تراکم پذیری و انتشار جریان برشی انجام داد. به طوری که این مدل نسبت به مدل $k-\epsilon$ عملکرد بهتری را در جریان‌هایی که شامل "کاهش سرعت" و جدایش ناشی از گرادیان فشار معکوس می‌باشند، دارا می‌باشد. اغلب مدل‌های $k-\epsilon$ از آنجا که از فرضیات رینولدز بالای جریان استفاده می‌کنند (و به همین دلیل در نواحی با عدد رینولدز بالا نتایج خوبی را اراده می‌کنند)، برای حل معادلات در نواحی نزدیک دیواره (که به طور موضعی دارای عدد رینولدز پایین محسوب می‌شوند) با مشکلات عدیده ای مواجه می‌شوند. اما مدل $k-\omega$ را می‌توان برای پیش بینی تغییرات متغیرهای آشفته تا لب دیواره‌های جامد مورد استفاده قرار داد. این مدل یک مدل تجربی بر مبنا معادله انتقال برای انرژی جنبشی آشفته (k) و نرخ اتلاف مخصوص (ω) می‌باشد.

لزجت گردابی

$$v_T = \frac{k}{\tilde{\omega}}, \quad \tilde{\omega} = \max \left\{ \omega, C_{lim} \sqrt{\frac{2S_{ij}S_{ij}}{\beta^*}} \right\}, \quad C_{lim} = \frac{\gamma}{\lambda} \quad (3-53)$$

انرژی جنبشی آشفته

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3-54)$$

نرخ اتلاف

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^\gamma + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3-55)$$

^۱ - Wilcox

ضرایب ارتباطی

$$\alpha = \frac{13}{25}, \beta = \beta_o f_\beta, \beta^* = \frac{9}{100}, \sigma^* = \frac{3}{5} \quad \sigma = \frac{1}{2}, \sigma_{d_o} = \frac{1}{8}, \beta_o^* = 0.09 \quad (56-3)$$

$$\sigma_d = \begin{cases} 0 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ \sigma_{d_o} & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases}, \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (57-3)$$

$$\beta_o = 0.0708, \quad f_\beta = \frac{1 + 85\chi_\omega}{1 + 100\chi_\omega}, \quad \chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_o^*\omega)^2} \right|, \quad \omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (58-3)$$

تانسورهای Ω_{ij} و S_{ij} در متغیر χ_ω ، تانسورهای چرخش متوسط و نرخ کرنش متوسط هستند که برابراند با:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (59-3)$$

کمیت χ_ω را برای ساده سازی می توان در جریان های دو بعدی صفر در نظر گرفت. وابستگی β به χ_ω ، از کارهای پاپ^۱ (۱۹۷۸) الگو گرفته شد که تاثیر موثری بر روی جت های مدور و شعاعی دارد.

۳-۳-۵-۵ مدل SST k- ω

مدل انتقال تنش برشی (SST) توسط منتر^۳ توسعه یافت تا به صورت موثری فرمول دقیق و نیرومند مدل k- ω در نزدیکی ناحیه دیوار با جریان آزاد مستقل مدل k- ε در میدان دور از دیوار را با هم ترکیب کند. مدل SST آقای منتر ترکیبی از عناصر مطلوب موجود در مدل های دو معادله ای k- ω و k- ε می باشد. این مدل علاوه بر قابلیت های معمول موجود در مدل استاندارد k- ω ، شامل بهینه سازی های دیگری نیز می باشد که برخی از آنها اشاره می شود:

۱- Pope

۲- Shear-Stress Transport

۳- Menter

- در فرآیند به دست آوردن مدل SST، مدل استاندارد $k-\omega$ و شکل تبدیل یافته مدل $k-\varepsilon$ هر دو در یک "تابع آمیختگی" ضرب شده و آنگاه دو مدل با یکدیگر جمع می‌شوند. تابع آمیختگی طوری طراحی شده است که در نواحی نزدیک دیوار دارای مقدار "یک" می‌باشد به نحوی که تنها باعث فعال شدن مدل استاندارد $k-\omega$ در آن نواحی می‌شود و در نواحی دور از دیواره نیز دارای مقدار "صفر" می‌باشد، به نحوی که تنها باعث فعال شدن شکل تبدیل یافته $k-\varepsilon$ در آن ناحیه می‌شود. در نواحی واسط میان این دو ناحیه حدی نیز ترکیبی از دو مدل فعال می‌باشد. توجه شود که اگر چه این روش می‌تواند منجر به افزایش قابل توجه در قابلیت‌های هر دو مدل گردد، لیکن به واسطه فرآیند سوئیچ شدن پیاپی از یک مدل به مدل دیگر، اغلب با رفتارهای ناپایداری و یا همگرایی‌های ضعیفی مواجه خواهیم شد.
- این مدل دارای "جمله مشتق میرا شده پخش جانبی" در معادله ω می‌باشد.
- در این مدل، به منظور دخیل نمودن اثرات انتقال تنش‌های برشی اصلی در جریان آشفته، تعریف لزجت گردابی تغییر کرده است.
- با هدف افزایش قابلیت‌های این مدل، اندازه ثابت‌ها در مدل SST نسبت ثابت‌های مورد استفاده در مدل $k-\omega$ استاندارد بهبود یافته است.

در مدل SST، عبارت لزجت گردابی، به صورت زیر تغییر می‌کند :

$$v_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_y)} \quad (3-60)$$

که در آن $a_1 = 0.31$ می‌باشد. تابع F_y به عنوان یک تابع به صورت فاصله از دیوار y تعریف می‌شود :

$$F_y = \tanh(\Phi_y^*) \quad (3-61)$$

$$\Phi_y = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}; \frac{50.0 v}{y^2 \omega}\right) \quad (3-62)$$

دو معادله انتقال مدل با تابع ترکیب F_1 برای ضرایب مدل برای مدل‌های اصلی k و ε به صورت زیر تعریف می‌شوند :

انرژی جنبشی آشفتگی:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_k v_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - C_\mu \omega k \quad (3-63)$$

نرخ اتلاف:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_\omega v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + (1 - F_1) \frac{\gamma \sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (3-64)$$

پارامترهای موجود در معادلات:

$$P_k = v_T S_{ij} \Omega_{ij} \quad (3-65)$$

ترم آخر در معادله (3-64) نشان‌دهنده ترم انتشار عرضی می‌باشد. تابع F_1 برای ترکیب ضرایب مدل برای مدل اصلی $k-\omega$ در مناطق لایه مرزی با مدل تبدیل شده $k-\varepsilon$ در لایه برشی و مناطق جریان آزاد طراحی شده است. مقدار این تابع در سطوح بدون لغزش واحد، بر روی بخش بزرگی از لایه مرزی نزدیک به واحد و در لبه لایه مرزی صفر می‌باشد. تابع کمکی F_1 به صورت زیر تعریف می‌شود :

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^*) \quad (3-66)$$

$$\Phi_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{5 \cdot v}{y^2 \omega} \right), \frac{\gamma \rho \sigma_\omega k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (3-67)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(\gamma \rho \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 1 \cdot 10^{-20} \right) \quad (3-68)$$

ثابت‌های مدل (SST) برابر $\kappa = 0.41$, $\beta^* = 0.09$ می‌باشد. ضرایب مدل β , γ , σ_k و σ_ω با علامت ϕ مشخص می‌شود که به وسیله ضرایب ترکیب مدل اصلی $k-\omega$ با علامت ϕ_1 و با مدل $k-\varepsilon$ تبدیل شده با علامت ϕ_2 تعریف می‌شود:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2, \quad \phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma\} \quad (69-3)$$

با ضرایب مدل‌های اصلی تعریف شده به صورت زیر :

$$\sigma_{k1} = 0.185, \sigma_{\omega1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \quad \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega1} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} = 0.553 \quad (70-3)$$

$$\sigma_{k2} = 1/0, \sigma_{\omega2} = 0.1856, \beta_2 = 0.0828, \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega2} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} = 0.440 \quad (71-3)$$

۳-۴ توابع دیواره

در جریان‌هایی که غالب میدان جریان دارای عدد رینولدز بالا می‌باشد، استفاده از توابع دیواره باعث صرفه جویی قابل توجهی در منابع محاسباتی (زمان، حجم محاسبات، حافظه و ...) می‌گردد؛ چرا که در صورت استفاده از توابع دیواره برای نواحی نزدیک به دیواره (که در آن نواحی متغیرهای فیزیکی با تغییرات شدیدی مواجه می‌باشند) نیازی به تسخیر نمودن متغیرهای فیزیکی نمی‌باشد. البته بایستی خاطر نشان کرد که تجربه نشان داده است که این روش در مواردی که غالب میدان دارای عدد رینولدز موضعی یا کلی پایین می‌باشند مناسب نمی‌باشد. علت آن بسیار واضح می‌باشد:

اولاً در معادلات این توابع از فرضیات ساده کننده‌ای (از جمله مهم‌ترین آن‌ها، فرض بالا بودن عدد رینولدز می‌باشد) استفاده شده است که می‌تواند در سایر جریانات پاسخگو نباشد. ثانیاً چنانچه از المان‌های خاص، به عنوان پل واسط میان دیوار و ناحیه تماماً آشفته استفاده شود، استفاده از این روش - اگرچه برای جریان‌های با عدد رینولدز بالا بسیار موثر و دقیق است (چرا که در این نوع جریانات نواحی زیر لایه لزج و لایه حائل بسیار باریک می‌باشند) - برای مسائل با عدد رینولدز پایین چندان موثر نمی‌باشد؛ چرا که در اعداد رینولدز پایین، ضخامت زیر لایه لزج و ناحیه حائل بیشتر از مقادیر نظیر در اعداد رینولدز بالا است و این امر باعث می‌شود که ضخامت المان‌های خاص به کار رفته در گسسته سازی ناحیه مجاور دیوار نسبت به ضخامت فیزیکی لایه‌ها دیگر خیلی ضخیم

محسوب نشود و دیگر نمی‌توان مطمئن بود که حداقل ناحیه زیر لایه لزج در داخل این المان‌ها محبوس شده‌اند. این مشکل وقتی حادث می‌شود که هندسه مسئله، دارای پیچیدگی‌ها و ظرافت‌های خاص (و حتی زبری) باشد که بایستی تماماً تحت تسخیر مدل سازی واقع گردند.

در حقیقت توابع دیواره، پروفیل‌های تحلیلی جریان در لایه مرزی مجاور دیواره هستند که با استفاده از روش‌های تحلیلی و از حل معادلات جریان در نزدیکی دیواره به دست آمده‌اند، و از آنجا که به صورت تحلیلی به دست آمده‌اند، دیگر خطاهای موجود در روش‌های عددی در پروفیل‌های توابع دیواره به چشم نمی‌خورند. بنابراین مزیت استفاده از توابع دیواره را می‌توان به صورت ذیل دسته بندی نمود:

۱- کاهش حجم محاسبات به واسطه عدم نیاز به شبکه بندی در نواحی نزدیک دیواره

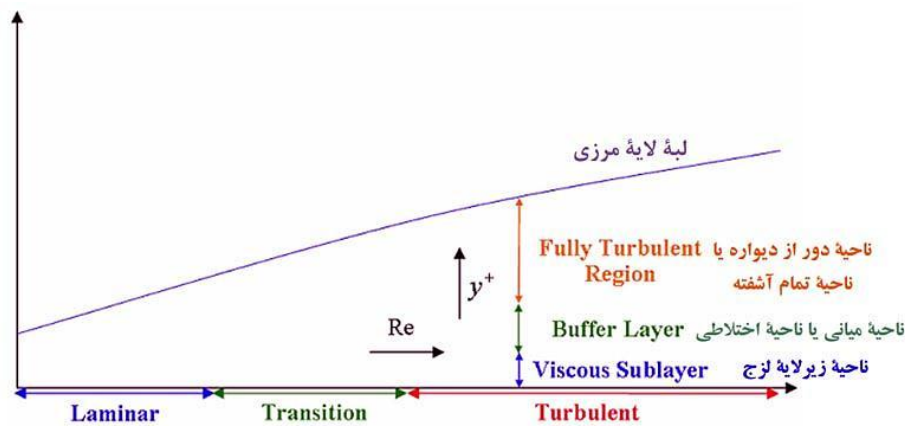
۲- افزایش دقت محاسبات (برای مسائل نه چندان پیچیده)

آزمایشات بیشماری نشان داده‌اند که ناحیه نزدیک دیواره را می‌توان به سه لایه مجزا تقسیم نمود. در داخلی‌ترین لایه، که اصطلاحاً زیر لایه لزج نامیده می‌شود، جریان اغلب شبیه جریان آرام می‌باشد، یعنی در این ناحیه، دیفیوژن ملکولی نقش غالب را در انتقال ممنتوم و انتقال حرارت بر عهده دارد. خارجی‌ترین لایه که اصطلاحاً لایه تمام آشفته نامیده می‌شود، ادی‌ها نقش غالب را در انتقال ممنتوم و حرارت بر عهده دارند. در بین این دو ناحیه، ناحیه‌ای به نام لایه گذرا یا میانی یا لایه محافظ وجود دارد که دیفیوژن ملکولی و ادی‌ها از اهمیت یکسان برخوردار می‌باشند. چنانچه کمیت‌های بدون بعد u^+ ، y^+ به صورت زیر تعریف می‌شوند:

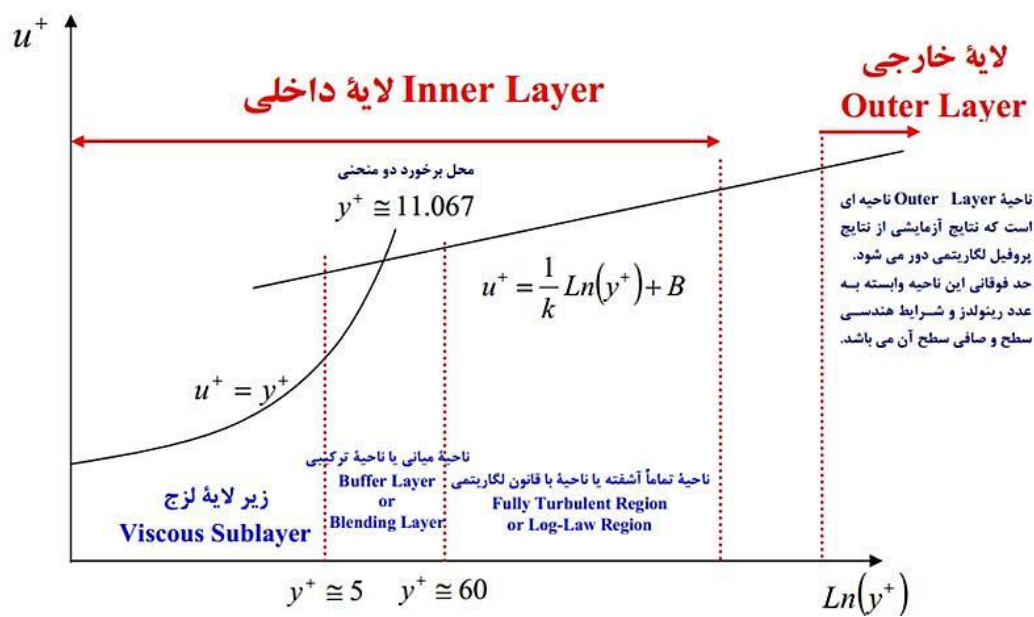
$$u^+ \equiv \frac{U}{u_\tau}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$$

در تعریف فوق، u_τ یک سرعت مشخصه برای جریان آشفته و u^+ سرعت مشخصه بی بعد برای این جریان می باشد [۲۳].



شکل ۳-۴ پروفیل سرعت در یک جریان آشفته و لایه های مختلف جریان مجاور دیواره



شکل ۳-۵ لایه های مجاور دیواره در یک جریان آشفته

۳-۴-۱ معادلات توابع دیواره

قانون دیوار برای معادله ممنوم به صورت زیر می باشد:

$$\left\{ \begin{array}{ll} U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) & y^* > 11.225 \quad \text{الف) ناحیه تماماً آشفته} \\ U^* = y^* & y^* < 11.225 \quad \text{ب) ناحیه زیر لایه لزج} \end{array} \right\} \quad (3-72)$$

معادله الف پروفیل سرعت یا تابع دیواره در ناحیه تماماً آشفته می باشد به واسطه ظهور اپراتور لگاریتم در پروفیل سرعت بدست آمده برای ناحیه تماماً آشفته، به این ناحیه اصطلاحاً "ناحیه قانون لگاریتمی" نیز گفته می شود. که متغیرهای بی بعد سرعت و فاصله از دیوار برابر می باشد با:

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (3-73)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3-74)$$

می باشد. $\kappa = 0.4187$ ثابت ون کارمن، $E = 9.793$ ثابت آزمایشگاهی، U_P سرعت متوسط جریان، k_P انرژی جنبشی آشفتگی در نقطه P نزدیک دیوار، y_P فاصله نقطه P نسبت به دیوار، τ_w تنش برشی دیوار و μ ویسکوزیته دینامیکی جریان می باشد. قانون لگاریتمی برای سرعت متوسط برای $30 < y^* < 300$ معتبر می باشد.

در حالت ب، به واسطه غالب بودن اثرات لزجت، می توان فرض نمود که جریان در این ناحیه کاملاً آرام بوده و آشفتگی جریان تقریباً از بین رفته است. به عبارت بهتر در این ناحیه می توان از لزجت سینماتیکی آشفته در مقایسه با لزجت سینماتیکی ملکولی صرف نظر نمود. توجه شود که y^* و y^+ در لایه های مرزی آشفته ساکن تقریباً برابر می باشند.

ε نیز از طریق زیر محاسبه می شود:

$$\varepsilon_P = \frac{k_P^{3/2}}{C_l y} \quad (3-75)$$

که ضریب C_L برابر ۲.۵۵ می‌باشد [۲۳].

۳-۵ روش VOF

این روش جزء روش‌های ردیابی حجم است که توسط نیکولز^۱ و هرت^۲ (۱۹۸۱) پیشنهاد شد. مفهوم اساسی در این روش تعیین جزء حجم سیال در هر یک از سلول‌های محاسباتی و مشخص کردن فصل مشترک بین فازهاست. ملاحظات زیر در رابطه با روش حجم سیال وجود دارد:

- ۱- حل مساله باید براساس فشار باشد نه بر اساس چگالی (فشار محور)
 - ۲- تمام حجم‌های کنترلی باید توسط یک یا چند فاز کاملاً پر شود و وجود فضای خالی امکان پذیر نیست.
- این روش بر این واقعیت استوار است که دو یا چند سیال مخلوط شدنی نیستند. برای هر فاز که در سلول محاسباتی وارد می‌شود یک متغیر به نام کسر حجمی معرفی می‌گردد. در هر حجم کنترلی، مجموع کسرهای حجمی برابر یک می‌باشد. اگر در یک سلول محاسباتی کسر حجمی فاز q^{th} با α_q مشخص شود آنگاه سه حالت زیر وجود دارد:

- ۱- $\alpha_q = 0$ یعنی سلول از فاز q^{th} خالی است.
 - ۲- $\alpha_q = 1$ یعنی سلول از سیال q^{th} پر است.
 - ۳- $0 < \alpha_q < 1$ یعنی سلول حاوی یک سطح مشترک بین q^{th} و یک یا چند سیال دیگر است.
- ردیابی سطح مشترک بین فازها به وسیله حل معادله پیوستگی برای کسر حجمی یک (یا چند) فاز انجام می‌شود. برای فاز q^{th} ، این معادله به صورت زیر است:

^۱ -Nichols
^۲ - Hirt

$$\frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) \right] = S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \quad (3-76)$$

که در آن $\dot{m}_{qp}$ انتقال جرم از فاز q به فاز p و $\dot{m}_{pq}$ انتقال جرم از فاز p به فاز q است. به طور پیش فرض، عبارت منبع S_{α_q} ، در سمت راست معادله، صفر است، اما می توان یک منبع جرم ثابت یا تعریف شده برای هر فاز تعیین کرد.

معادله کسر حجمی برای فاز اولیه حل نخواهد شد، کسر حجمی فاز اولیه بر اساس محدودیت زیر محاسبه خواهد شد:

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (3-77)$$

معادله کسر حجمی ممکن است از طریق گسسته سازی زمان بر اساس طرح ضمینی و یا صریح حل شود.

طرح ضمینی

$$\frac{\alpha_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - \alpha_q^n \rho_q^n}{\Delta t} V + \sum_f (\rho_q^{n+1} U_f^{n+1} \alpha_{q,f}^{n+1}) = \left[S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right] V \quad (3-78)$$

طرح صریح

$$\frac{\alpha_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - \alpha_q^n \rho_q^n}{\Delta t} V + \sum_f (\rho_q^n U_f^n \alpha_{q,f}^n) = \left[S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right] V \quad (3-79)$$

که در آن $n+1$ شاخص گام زمانی جدید (فعلی)، n شاخص گام زمانی قبلی، $\alpha_{q,f}^n$ مقدار سطحی کسر حجمی، V حجم سلول و U_f حجم شار عبوری از سطح بر اساس سرعت نرمال، می باشند. خواص ظاهر شده در معادلات انتقال با حضور مولفه فاز ها در هر حجم کنترل تعیین می شود. به

عنوان مثال، در یک سیستم دو فازی، اگر فازها با اندیس ۱ و ۲ نشان داده شوند، و در صورتی که کسری حجمی هر فاز دوم مشخص شود، چگالی در هر سلول توسط فرمول زیر بدست می آید:

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (3 - 80)$$

به طور کلی، برای یک سیستم n فازی، چگالی متوسط کسری حجمی به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (3 - 81)$$

بقیه خصوصیات (مانند لزجت) نیز با همین روش بدست می آیند.

معادله حرکت منفرد در سراسر دامنه حل شده، و در نتیجه میدان سرعت میان فازها تقسیم بندی می شود. معادله حرکت، وابسته به کسر حجمی تمامی فازها از طریق خواص ρ و μ می باشد. یکی از محدودیت های این تقریب در مواردی است که تفاوت زیادی بین سرعت فازها وجود داشته باشد و می تواند دقت سرعت های محاسبه شده در نزدیکی سطح مشترک را تحت تأثیر قرار دهد [۲۶].

فصل چهارم

شبیه سازی عددی

۴-۱ دینامیک سیالات محاسباتی (CFD)

به طور کلی روش‌های پیشگویی یک پدیده فیزیکی به دو قسمت عمده تقسیم می‌شود:

- روش تئوری
- روش تجربی (آزمایشگاهی)

روش‌های تئوری به این صورت می‌باشند که ابتدا با مشاهده پدیده فیزیکی به بیان معادلات دیفرانسیل مربوط پرداخته و پس از آن به معادلات جبری حاکم بر مسأله می‌پردازیم. مشکلی که وجود دارد این است که بر خلاف پدیده‌هایی که برای آن‌ها مدل ریاضی مناسبی ارائه شده‌اند پدیده‌هایی نیز وجود دارند که هنوز مدل ریاضی مناسبی برای آن‌ها یافت نشده است.

استفاده از آزمایش‌های فیزیکی برای بدست آوردن اطلاعات ضروری مهندسی برای طراحی، پر هزینه و زمان‌بر بوده و ممکن است که تنها بتوان فقط چند مشخصه جریان آن هم در نقاطی محدود را مشخص نمود. همچنین بسیاری از پدیده‌ها در طبیعت وجود دارند که مدل کردن آن‌ها در آزمایشگاه امکان پذیر نیست.

در اینجا است که استفاده از روش‌های عددی به عنوان یک راه سوم برای حل مسائل جریان سیال جای خود را باز می‌کند.

دینامیک سیالات محاسباتی یا سی‌اف‌دی (Computational fluid dynamics (CFD)) علمی است که جریان سیالات را به روش‌های عددی مدل‌سازی می‌نماید. اکثر جریاناتی که در علم هیدرودینامیک رخ می‌دهد قابل بررسی به روش‌های تحلیلی نیستند و بنابراین برای تحلیل این‌گونه جریانات ناچاریم به دینامیک سیالات محاسباتی روی بیاوریم. دینامیک سیالات محاسباتی علم بسیار

وسيعی است و در بسياری از رشته‌ها کاربرد دارد. در سی سال گذشته استفاده از ديناميك سيالات محاسباتی برای آناليز جريانات داخلی و خارجی به طور وسیعی افزایش یافته است.

۴-۱-۱ نحوه عملکرد یک نرم افزار CFD

برنامه‌های CFD براساس روش‌های عددی نوشته شده‌اند. برای آنکه از قدرت حل مسائل نرم افزارها به خوبی استفاده شود، تمامی آن‌ها دارای یک ورودی خوب و آسان و همچنین یک قسمت برای خوب دیدن جواب‌ها می‌باشد. بنابراین تمام نرم افزارها از سه جزء اصلی تشکیل شده‌اند:

۱- پیش پردازنده

۲- حل کننده

۳- پس پردازنده

قسمت پیش پردازنده اطلاعات ورودی مسئله جریان را به وسیله یک رابط خوب و آسان گرفته و تبدیل به اطلاعات به شکل مناسب برای حل کننده می‌نماید. کارهایی که یک کاربر در مرحله پیش پردازنده انجام می‌دهد شامل: تعریف هندسه مسئله مورد نظر، ایجاد شبکه، تعیین شرایط مرزی مناسب برای سلول‌هایی که در مرز محدوده واقع می‌باشند و تعیین شرایط اولیه (برای مسائل غیر دائمی) می‌باشد. در قسمت حل کننده مسئله داده شده در قسمت قبلی، حل می‌گردد و نتایج تعیین می‌گردند که برای مشاهده نتایج از قسمت پس پردازنده استفاده می‌گردد. در قسمت پس پردازنده نتایج آنالیز نمایش داده می‌شود.

۴-۲ آشنایی با نرم افزار انسیس فلوئنت

نرم افزار انسیس فلوئنت یک برنامه کامپیوتری برای مدل سازی جریان سیال، انتقال حرارت و واکنش‌های شیمیایی در هندسه‌های پیچیده می‌باشد.

این نرم افزار به دلیل قابلیت‌های بسیار زیادی که دارد به طور گسترده‌ای در صنایع مورد استفاده قرار می‌گیرد و در مواقعی که نیاز به تحلیل جریان سیالاتی در اطراف یک جسم است، به جای انجام آزمایش‌های عملی که شامل ساخت آن جسم در ابعاد مختلف و فرضاً قرار دادن آن در تونل باد است، می‌توان با صرف هزینه بسیار کمتر و به وسیله شبیه سازی آن جسم در این نرم افزار، به نتایجی مناسب دست یافت.

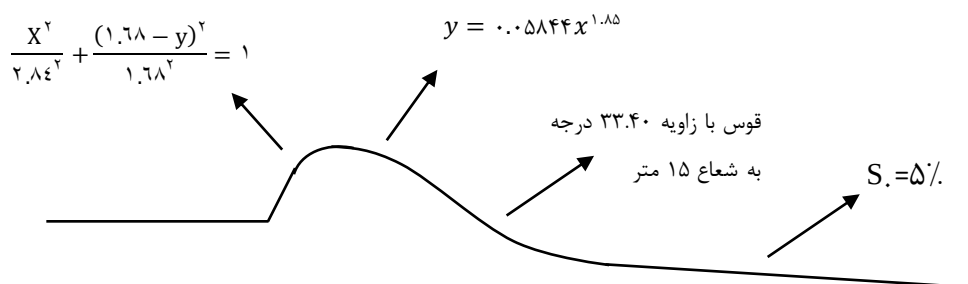
این نرم افزار به زبان برنامه نویسی C نوشته شده است و به همین دلیل امکان استفاده از حداکثر توان و قابلیت ارائه شده توسط این نرم افزار به وجود آمده است. در نتیجه، امکان تخصیص حافظه دینامیک به شکل صحیح، و به وجود آوردن ساختار داده‌ها به صورتی که حداکثر کارایی را داشته باشند، وجود دارد. فلوئنت قابلیت شناسایی مش‌هایی با حداکثر انعطاف پذیری را دارد، که این انعطاف پذیری توانایی حل مسائل جریانی با استفاده از مش‌های بی ساختار و هندسه‌های پیچیده را در بر می‌گیرد. انواع مش‌های قابل شناسایی به صورت مش‌های دو بعدی (مثلثی/مربعی)، مش‌های سه بعدی (چهار وجهی، هگزا هدرال، هرمی، گوه‌ای، چند وجهی، ترکیبی یا پیوندی) هستند. لازم به ذکر است که فلوئنت مسائل جریان را از طریق روش حجم محدود حل می‌کند. همچنین این نرم افزار به کاربر اجازه می‌دهد که مش‌ها را بر اساس حل جریانی مورد نظرش اصلاح کند. این نرم افزار قابلیت ساخت هندسه و مش بندی آن را ندارد و باید از یک نرم افزار جانبی استفاده نمود. پس از آنکه مش توسط نرم افزار خوانده شد، عملیاتی مانند تعیین شرایط مرزی، تعریف خواص سیال، اجرای حل، پالایش مش، پس پردازش و مشاهده نتایج در انسیس فلوئنت صورت می‌گیرد.

۳-۴ شرح مدل آزمایشگاهی

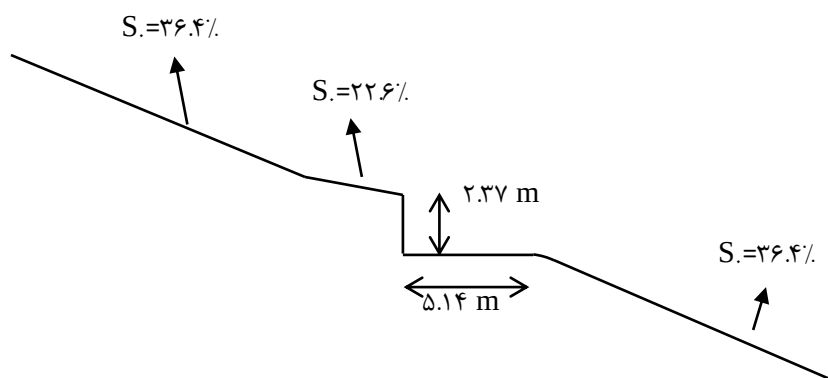
مدل آزمایشگاهی مورد بررسی مدل هیدرولیکی سرریز سد مخزنی آزاد در شهرستان مریوان بر روی رودخانه چم گوره می‌باشد که در موسسه تحقیقات آب اجرا شده است. این مدل با مقیاس ۱:۳۳.۳ در آزمایشگاه ساخته شده است. سرریز این سد، از نوع اوجی می‌باشد. کانال ورودی این سرریز به شکل دوزنقه‌ای شکل بوده که طول این کانال ۹۰ متر در راستای سرریز می‌باشد که ۲۰ متر انتهایی آن در مدل سازی لحاظ شده است.

سرریز این سد شامل شیب ابتدایی به صورت ۳ به ۲ (عمودی - افقی)، منحنی بالادست به معادله $y = 0.05844x^{1.85}$ سهمی به معادله $\frac{x^2}{2.84^2} + \frac{(1.68-y)^2}{1.68^2} = 1$ ، بعد از سهمی نیز قوسی تحت زاویه ۳۳.۴۰ درجه به شعاع ۱۵ متر سرریز را به ابتدای تندآب متصل می‌کند.

تندآب به شکل مستطیل شکل به عرض ثابت ۳۰ متر می‌باشند که شیب ابتدای آن ۵٪ و شیب اصلی آن ۳۶.۴٪ می‌باشد که این دو شیب توسط قوسی به شعاع ۱۰۰ متر تحت زاویه مرکزی ۱۷.۱۴ درجه به یکدیگر متصل شده‌اند. در این تندآب سه هواده در فواصل ۱۶۰.۲۵، ۲۱۰.۲۶ و ۲۷۰.۲۶ متر از ابتدای سرریز، با ارتفاع به صورت شکل زیر قرار دارد.



شکل ۴-۱ نمایی از هندسه ابتدای سرریز



شکل ۴-۲ مشخصات هندسه تندآب در محل هواده‌ها

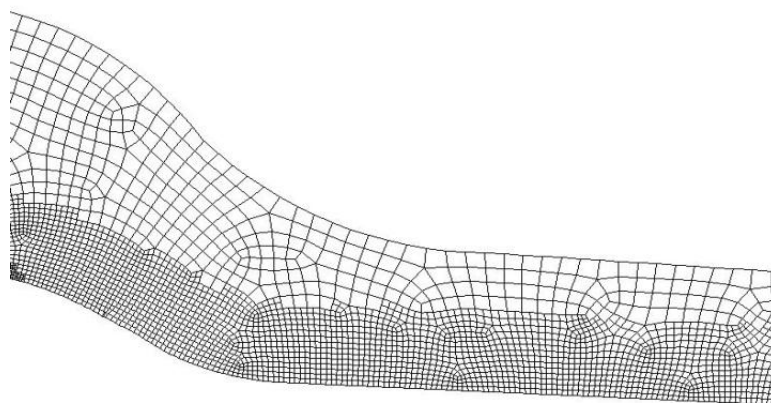
طول اصلی در نظر گرفته شده برای این مدل سازی ۳۰۸.۹۹ متر می‌باشد که در ۶۰ مقطع مقادیر فشار استاتیکی اندازه گیری شده است.

برای این مدل سازی، سه دبی ورودی در نظر گرفته شده است. مقادیر ذکر شده مربوط به مدل واقعی می باشد. اولین دبی در نظر گرفته شده دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه می‌باشد که در این شرایط سرعت متوسط در کانال ورودی ۱.۷۳ m/s و ارتفاع آب ۹.۸۱ متر می‌باشد. دومین دبی، دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه می‌باشد که سرعت متوسط در کانال ورودی ۲.۲۷ m/s و ارتفاع آب ۱۱.۱۸ متر است. در نهایت نیز دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه در نظر گرفته شده که سرعت متوسط در کانال ورودی ۲.۶۲ m/s و ارتفاع آب ۱۲.۰۴ می‌باشد.

۴-۴ هندسه مدل عددی و شبکه بندی آن

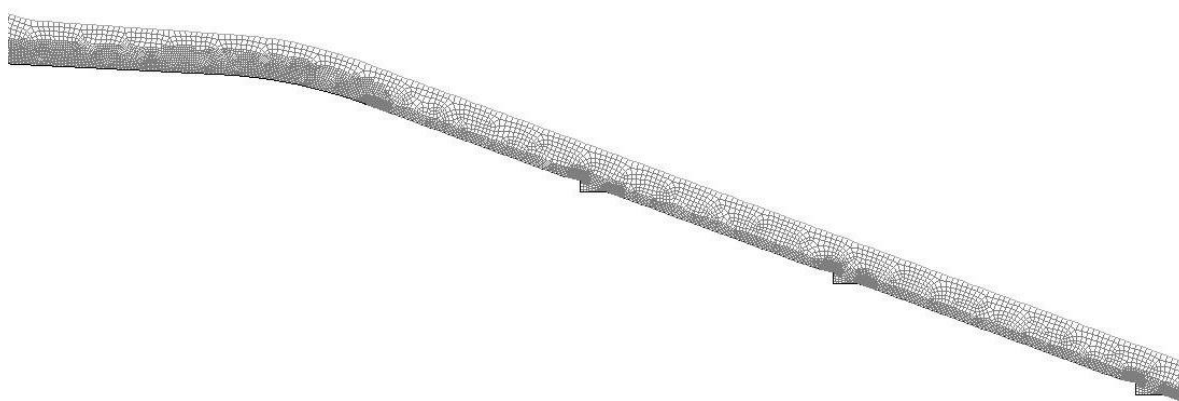
همان طور که گفته شد نرم افزار انسیس فلوئنت، قابلیت ساخت هندسه و مش بندی آن را ندارد و باید از یک نرم افزار جانبی استفاده نمود. نرم افزار گمبیت یک مجموعه نرم افزار طراحی شده برای کمک به محققان و طراحان است، که برای ساخت مدل‌ها و مش زدن آنها به منظور کاربردهای CFD

و دیگر کاربردهای علمی استفاده می‌شود. می‌توان شبکه بندی تولید شده در نرم افزار گمبیت را در مناطق حساس‌تر در نرم افزار فلوئنت ریز تر کرد.



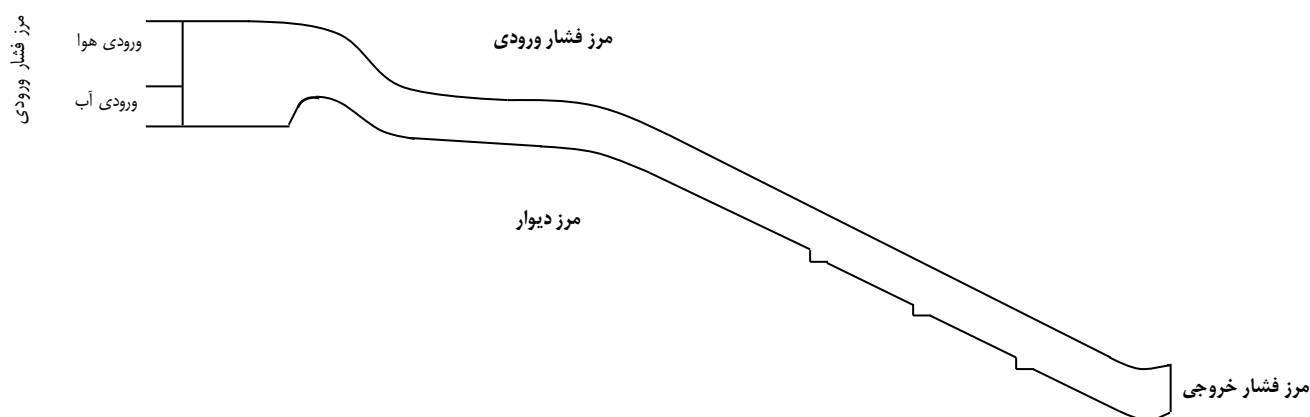
شکل ۳-۴ تغییرات شبکه بندی حل در نرم افزار فلوئنت

در این تحقیق ابتدا اندازه شبکه ها در گمبیت و با در نظر گرفتن ابعاد ریزتر، برای نقاط حساس‌تر محدود شدند، به طوری که اندازه این شبکه ها در نقاط حساس حتی به کمتر از 0.2 متر نیز می‌رسید. سپس در نرم افزار فلوئنت با استفاده از دستور adapt این شبکه ها ریزتر شدند. این امر به این خاطر می باشد که بتوان تا حد ممکن از تاثیر اندازه شبکه ها در نتایج بدست آمده کاست و دقت نتایج را افزایش داد. ضمناً شبکه‌ها به صورت مربع و مستطیلی و چهارضلعی غیر منتظم می‌باشند. در شکل ۴-۴ حالت کلی شبکه بندی مدل نشان داده شده است.



شکل ۴-۴ شکل کلی شبکه بندی مدل

همان‌طور که در شکل زیر مشاهده می‌شود ورودی به صورت دو مرز مجزا در نظر گرفته شده است که به صورت مرز فشار ورودی هوا و آب می‌باشد. همچنین کف کانال به صورت دیوار، مرز بالا به صورت ورودی فشار و خروجی کانال نیز به صورت خروجی فشار تعریف شده است.



شکل ۴-۵ شرایط مرزی حل

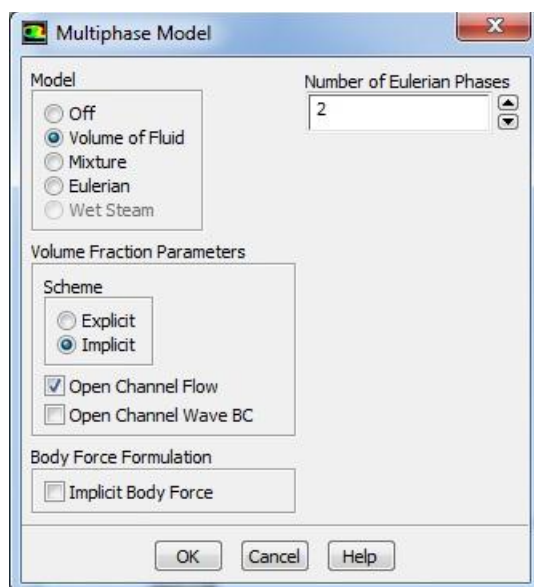
۴-۵ تنظیمات حل

در ابتدا کیفیت شبکه مورد نظر بررسی می‌شود. در صورتی که مینیمم حجم شبکه منفی باشد، باید اصلاح شود. حجم منفی بدین معنی می‌باشد که یک یا چند سلول به صورت نامناسب به یکدیگر متصل شده‌اند. حل بر اساس فشار (Pressure-Based) و به صورت وابسته به زمان تنظیم شده است و شتاب ثقلی برابر $9/806 \text{ m/s}^2$ در نظر گرفته می‌شود.

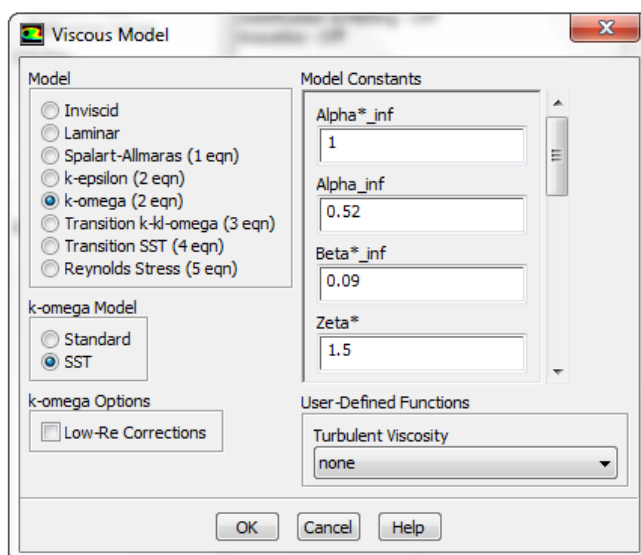
۴-۵-۱ مدل چند فازي و آشفتگی

در ادامه مدل چند فازي و مدل آشفتگی انتخاب می‌شود. در این نرم افزار چند مدل برای شبیه سازی سطح جریان چند فازي وجود دارد که مدل VOF با تعداد فاز ۲ انتخاب شده و از طرح ضمني برای حل معادلات استفاده می‌شود. برای مدل آشفتگی، در حالت دو بعدی ۸ گزینه وجود دارد. در این تحقیق مدل‌های $k - \varepsilon$ (سه مدل) و $k - \omega$ (دو مدل) بررسی می‌شود. این مدل‌ها دو معادله ای بوده و به تناسب قدرت رایانه های امروزی دارای دقت مناسبی می باشند. به طوری که سایر مدل

های آشفته‌گی به لحاظ محاسباتی یا ساده و با دقت کم بوده و یا دقیق و بسیار پرهزینه می‌باشند. بنابر این این مدل‌ها به این دلیل انتخاب گردید که در عین دقت، در عمل قابل کاربرد بر روی مدل‌هایی با این ابعاد می‌باشد. در شکل‌های ۴-۶ و ۴-۷ تنظیمات مربوط به مدل چند فازی و آشفته‌گی نشان داده شده است.



شکل ۴-۶ تنظیمات مدل چند فازی



شکل ۴-۷ تنظیمات مدل آشفته‌گی

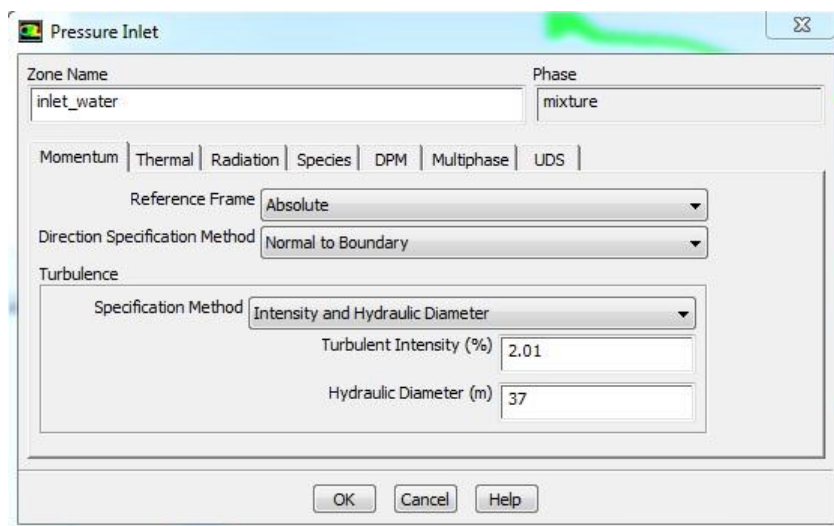
۴-۵-۲ شرایط مرزی

بعد از تعیین مدل چند فازی و آشفتگی، شرایط مرزی تنظیم می‌شود. شرایط مرزی که در گمبیت انتخاب شد، در انسیس فلوئنت نیز اعمال می‌شود.

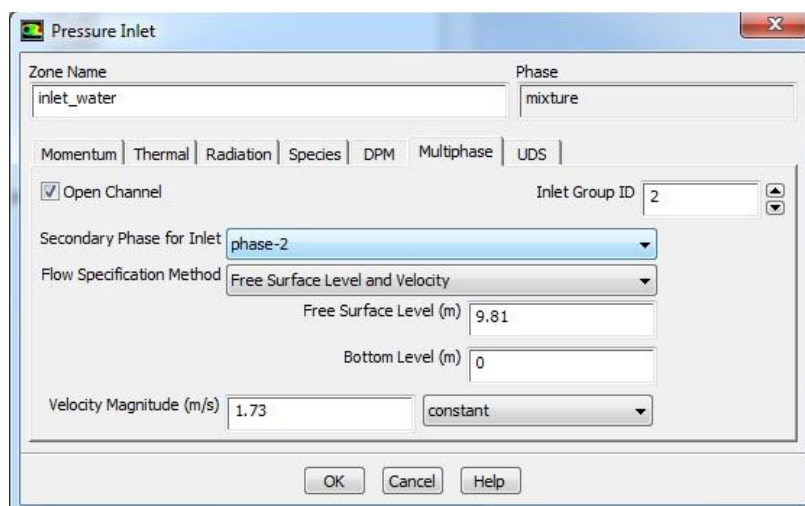
۴-۵-۲-۱ شرایط مرزی فشار ورودی

در پنجره شرایط مرزی فشار همان‌طور که در شکل ۴-۸ و ۴-۹ نشان داده شده است، سرعت ورودی آب و مشخصه‌های آشفتگی به صورت شدت تلاطم و قطر هیدرولیکی به عنوان شرایط ورودی در فاز مختلط نیاز است. هنگامی که جریان وارد دامنه ورودی و خروجی می‌شود، انسیس فلوئنت نیاز به مشخصه‌هایی که آشفتگی را منتقل می‌کنند، دارد. چند روش برای انجام این کار وجود دارد که در اینجا از شدت آشفتگی و قطر هیدرولیکی استفاده شده است. شدت آشفتگی، به صورت نسبت تغییرات سرعت آشفتگی، $\bar{u}$ ، به سرعت متوسط جریان، u_{avg} ، تعریف می‌شود. که با استفاده از رابطه $I \equiv \frac{\bar{u}}{u_{avg}} \cong 0.16 (Re)^{-\frac{1}{8}}$ بدست می‌آید. در شدت آشفتگی کمتر از ۱٪، آشفتگی جریان کم و در شدت آشفتگی بیشتر از ۱۰٪، آشفتگی جریان زیاد می‌باشد. قطر هیدرولیکی نیز به صورت $D_h = \frac{\epsilon A}{P_w}$ تعریف می‌شود.

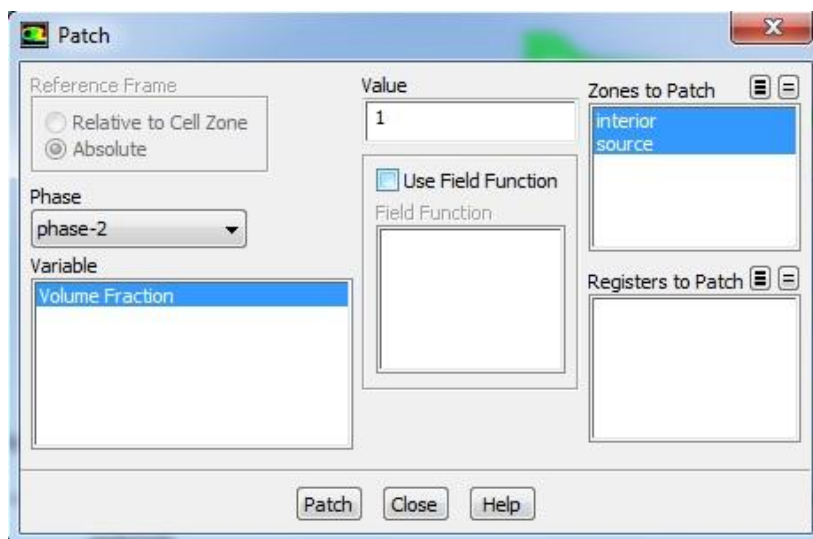
بعد تنظیم فاز مختلط، کسر حجمی فاز یک و فاز دو تعیین می‌شود. در فلوئنت فقط می‌توان کسر حجمی فاز دوم را تغییر داد، بدین ترتیب که اگر در قسمت کسر حجمی فاز دو، مقدار صفر وارد شود، به این معنا می‌باشد که در این ناحیه فاز دوم وجود ندارد و فقط فاز یک موجود است، و اگر مقدار یک وارد شود یعنی کل این ناحیه شامل فاز دوم می‌باشد. بنابراین چون آب به عنوان فاز دوم در نظر گرفته شده، برای ورودی آب کسر حجمی یک و برای ورودی هوا کسر حجمی صفر وارد می‌شود. در شکل ۴-۱۰ تنظیمات شرایط مرزی سرعت ورودی برای فاز دوم نشان داده شده است.



شکل ۴-۸ تنظیمات ممنتوم مربوط به شرایط مرزی فشار ورودی برای فاز مختلط



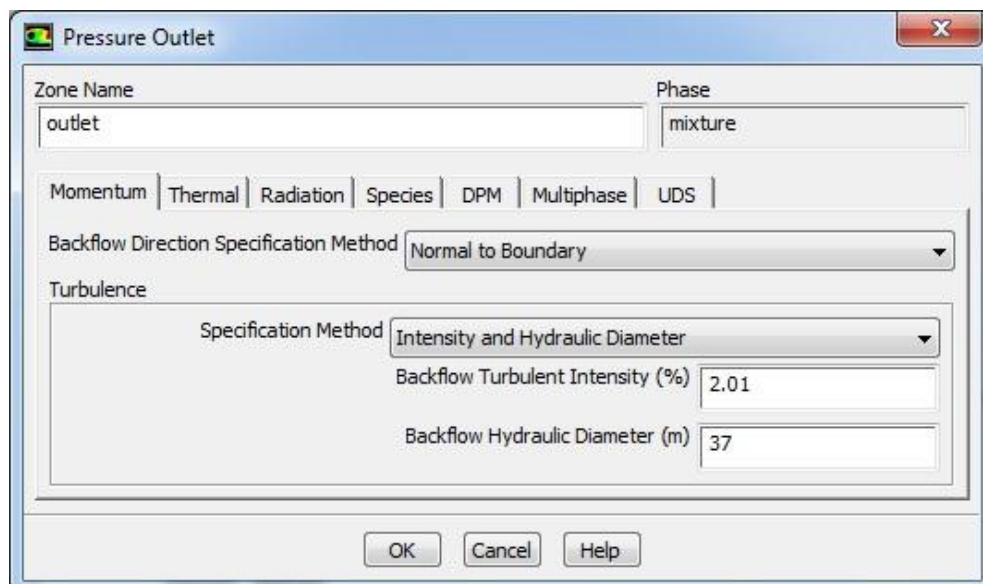
شکل ۴-۹ تنظیمات فاز آب مربوط به شرایط مرزی فشار ورودی برای فاز مختلط



شکل ۴-۱۰ تنظیمات شرایط مرزی سرعت ورودی برای فاز دوم

۴-۵-۲-۲ شرایط مرزی فشار خروجی

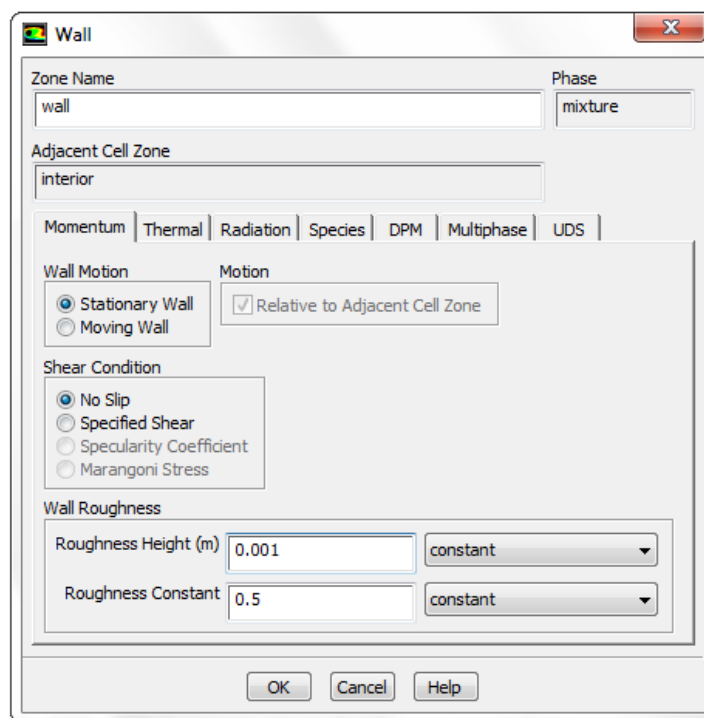
شرایط مرزی فشار خروجی و ورودی با هم یکسان می‌باشد. در اینجا باید مقدار فشار در مرز وارد شود. برای مرز خروجی و مرز بالایی مقدار فشار صفر وارد شده است. در شکل ۴-۱۱ پنجره شرایط مرزی فشار خروجی نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۱ تنظیمات شرایط مرزی فشار خروجی

۴-۵-۳ شرایط مرزی دیوار

مرز دیوار (کف کانال و شوت) به صورت ثابت و بدون لغزش تنظیم می‌شود. در قسمت ارتفاع زبری مقدار ۱ میلی‌متر وارد می‌شود. در شکل ۴-۱۲ تنظیمات مربوط به این مرز نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۲ تنظیمات شرایط مرزی دیوار

برای مدل‌سازی اثرات زبری در نرم افزار فلوئنت، باید دو پارامتر ارتفاع زبری و ثابت زبری مشخص گردد. پیش فرض نرم افزار، ارتفاع زبری صفر بوده که بیانگر یک دیواره بسیار صاف و هموار است. بنابراین برای منظور کردن اثرات زبری لازمست که مقدار ارتفاع زبری غیر از صفر در نظر گرفته شود. به همین منظور مقدار ۱ میلی‌متر برای ارتفاع زبری در نظر گرفته می‌شود. همچنین انتخاب مقدار مناسب برای ثابت زبری، به طور کامل به نوع زبری سطح بستگی دارد. مقدار پیش فرض نرم افزار، ۰.۵ می‌باشد که براساس مدل آشفتگی $k-\epsilon$ برای لوله های زبر با زبری دانه-سنباده یکنواخت، محاسبه شده است. آزمایش‌های متعددی در این زمینه انجام شده است و نتیجه آن اینست که برای زبری های از نوع دانه-سنباده غیر یکنواخت و شیارها مقدار ۰.۵ تا ۱ بهترین مقدار می‌باشد.

۴-۵-۳ روش‌های حل عددی

به طور کلی نرم افزار فلونت دارای دو حل کننده کاملاً متفاوت برای حل مسائل می‌باشد که دارای الگوریتم‌های متفاوتی می‌باشند:

۱ - حل بر مبنای فشار

۲ - حل بر مبنای چگالی

در هر دو روش میدان سرعت از حل معادلات ممنتوم به دست می‌آید. در روش چگالی مبنای معادله بقای جرم برای محاسبه میدان چگالی استفاده می‌شود در حالی که توزیع فشار در تمامی نقاط با استفاده از معادله حالت محاسبه می‌شود. در روش‌های فشار مبنای توزیع فشار با حل یک معادله اصلاح شده فشار که از ادغام معادلات بقای جرم و ممنتوم بدست آمده، محاسبه می‌شود. در هر دو روش فرم انتگرالی معادلات بقای جرم، ممنتوم و انرژی و سایر مقادیر اسکالر نظیر توربولانس حل خواهد شد. در هر دو روش از تکنیک حجم محدود استفاده می‌شود که شامل مراحل زیر است:

۱ - تقسیم بندی ناحیه حل به حجم‌های کوچک‌تر با استفاده از شبکه بندی ناحیه محاسباتی

۲ - انتگرال گیری معادلات بقا روی هر سلول به منظور دستیابی به رابطه‌های جبری برای متغیر-

های وابسته نظیر سرعت، فشار و دما

۳ - خطی سازی معادلات گسسته شده و حل سیستم معادلات خطی بدست آمده برای محاسبه مقادیر به روز شده‌ی متغیرهای وابسته نظیر سرعت، فشار، دما و توربولانس و ...

هر دو روش فوق فرایندهای یکسانی برای گسسته سازی انجام می‌دهند اما روند حل معادلات گسسته شده و خطی سازی آن‌ها در هر یک متفاوت است.

از آنجایی که در این تحقیق از روش حل بر مبنای فشار استفاده شده است این روش به صورت مختصر توضیح داده می‌شود.

روش حل بر مبنای فشار

روش حل بر مبنای فشار از یک الگوریتم استفاده می‌کند که معروف به روش پروجکشن (Projection) می‌باشد. در روش پروجکشن با استفاده از حل یک معادله برای فشار، تضمین می‌کند که قانون بقای جرم در سراسر ناحیه حل ارضاء شود. این معادله برای فشار از ادغام معادلات بقای جرم و ممنتوم حاصل می‌شود. از آن جا که قوانین بقا به صورت غیرخطی می‌باشند و به یکدیگر کوپل می‌باشند لذا فرایند حل به صورت تکراری می‌باشد.

روش‌های فشار مبنا نیز به نوبه خود به دو نوع تقسیم بندی می‌شوند:

- الگوریتم جدا شده (Segregated algorithm)

- الگوریتم کوپل (Coupled algorithm)

در الگوریتم جدا شده، معادلات بقای هر سلول برای محاسبه متغیرهای u, v, w و ... به صورت گام به گام حل می‌شود. هر معادله‌ای که حل می‌شود به صورت مجزا از سایر معادلات می‌باشد و لذا نیاز به نگهداری تمامی متغیرها در حافظه نمی‌باشد ولی از طرفی دارای سرعت همگرایی بسیار پایینی است. به طور کلی در این روش معادلات به صورت مجزا تا همگرایی کامل حل می‌شوند.

ولی در الگوریتم کوپل یک سیستم کوپل از معادلات که شامل معادلات بقای جرم و ممنتوم است، حل می‌شود. در این روش با توجه به آن که معادلات بقای جرم و ممنتوم به صورت هم‌زمان حل می‌شوند، بنابراین نرخ همگرایی نسبت به روش قبلی به شکل قابل توجهی افزایش می‌یابد. اما حافظه مورد نیاز برای حل نیز افزایش می‌یابد زیرا در این روش برای محاسبه میدان فشار و سرعت می - بایست تمام متغیرها و پارامترهای معادلات ممنتوم و بقای جرم در حافظه نگهداری شود، چون تمام آن‌ها به صورت کوپل حل می‌شوند و برخلاف روش قبلی به صورت گام به گام نیستند.

۴-۵-۴ روش‌های اعمال شده در مدل

در ادامه مدل سازی، از طرح PISO^۱ برای کوپل کردن فشار و سرعت، از طرح PRESTO^۲ برای گسسته سازی معادلات فشار، modified HRIC^۳ برای گسسته سازی معادلات کسر حجمی و از طرح آپویند مرتبه دوم^۴ برای گسسته سازی معادلات ممنتوم، انرژی آشفتگی و نرخ اتلاف انرژی آشفتگی استفاده شده است.

۴-۵-۵ شرایط اولیه

شرایط اولیه برای همگرایی مسئله بسیار مهم می‌باشد. برای این کار از امکانات نرم افزار انسیس فلوئنت استفاده شده و در مقاطع مختلف مش‌های بین کف کانال - به طور مثال برای دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه - تا ارتفاع‌های ۹.۸۱، ۳ و ۱ متر بالای کف کانال مارک شده و در هنگام اعمال شرایط اولیه سرعت مش‌های مارک شده 1.73 m/s و کسر حجمی آن‌ها ۱ اعمال شده است، یعنی در این محدوده آب با سرعت 1.73 m/s وجود دارد، بدین ترتیب مسئله سریعتر همگرا می‌شود.

برای همگرایی بیشتر، ابتدا حل مسئله با گام زمانی ۰/۱ آغاز شده و بعد از ۱۰۰۰ گام (۱۰۰ ثانیه) مقدار گام زمانی به ۰/۰۰۱ تغییر یافته و در این مرحله ۲۰۰۰۰ گام (۲۰ ثانیه) حل ادامه می‌یابد. نرم افزار از جواب‌های بدست آمده از گام زمانی ۰/۱ به عنوان شرایط اولیه برای گام زمانی ۰/۰۰۱ استفاده می‌کند.

۱- Pressure Implicit with Splitting of Operators

۲- PREssure STaggering Option

۳- Quick

۴-Second Order Upwind

فصل پنجم

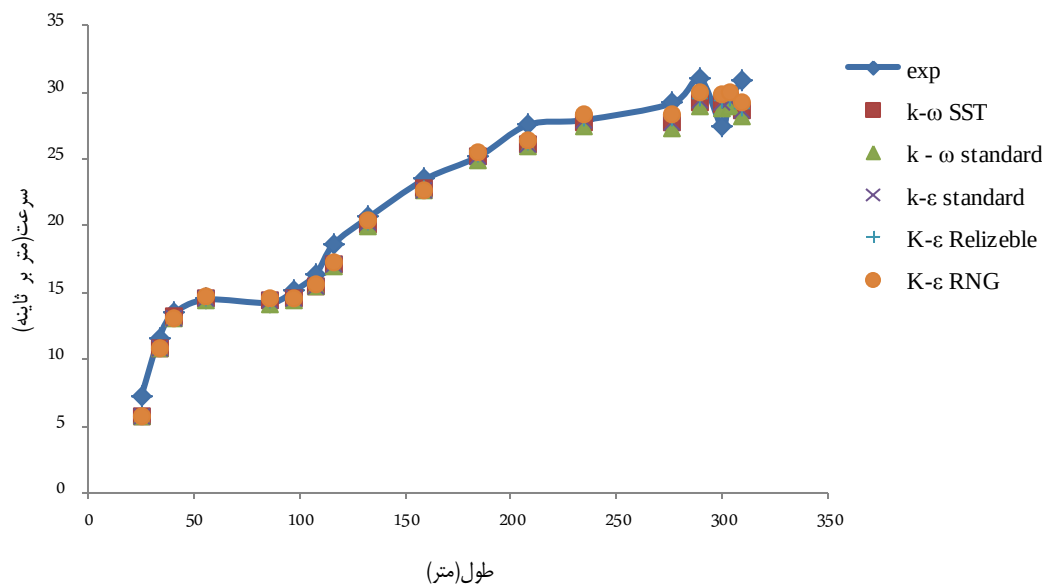
ارائه و تحلیل نتایج مدل سازی عددی

۵-۱ مقدمه

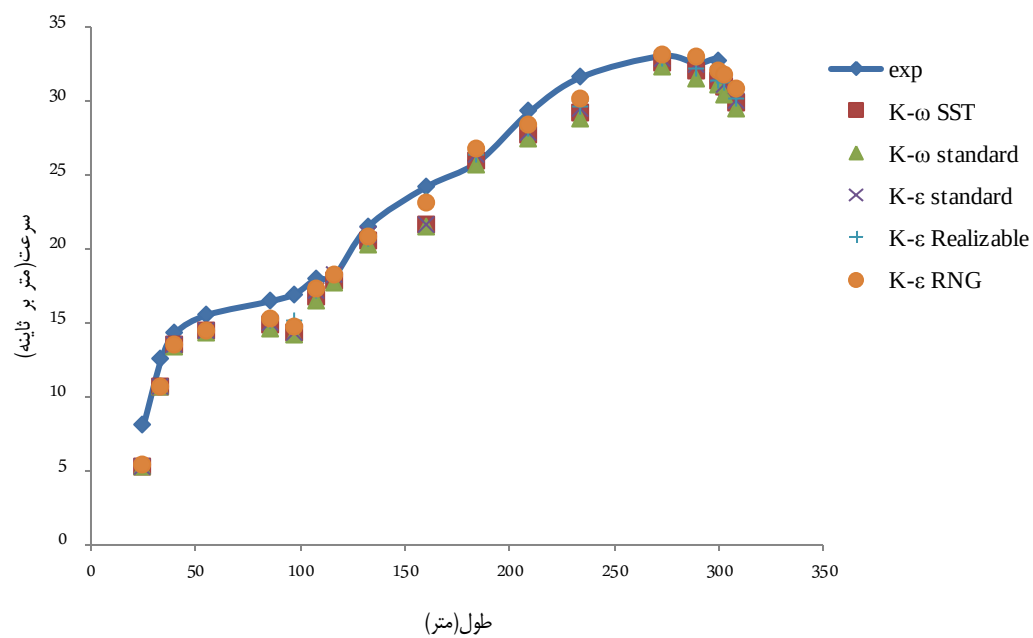
برای بررسی اعتبار جواب‌های یک مسئله عددی آن‌ها را با داده‌های یک تحقیق آزمایشگاهی مقایسه می‌کنند. در این فصل به بررسی مشخصات جریان در سه دبی ۵۰۰، ۸۰۰ و ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی و جواب‌های عددی می‌پردازیم. ابتدا مقادیر سرعت، سپس مقادیر فشار استاتیکی و در نهایت پروفیل سطح آب در مدل عددی و داده‌های آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. شرایط برای تمامی مدل‌ها یکسان می‌باشند. ضمناً مشخصات مدل عددی و آزمایشگاهی با جزئیات در فصل پیش ارائه گردید و در این فصل، فقط نتایج مدل‌سازی ارائه می‌گردد.

۵-۲ مقایسه مقادیر سرعت

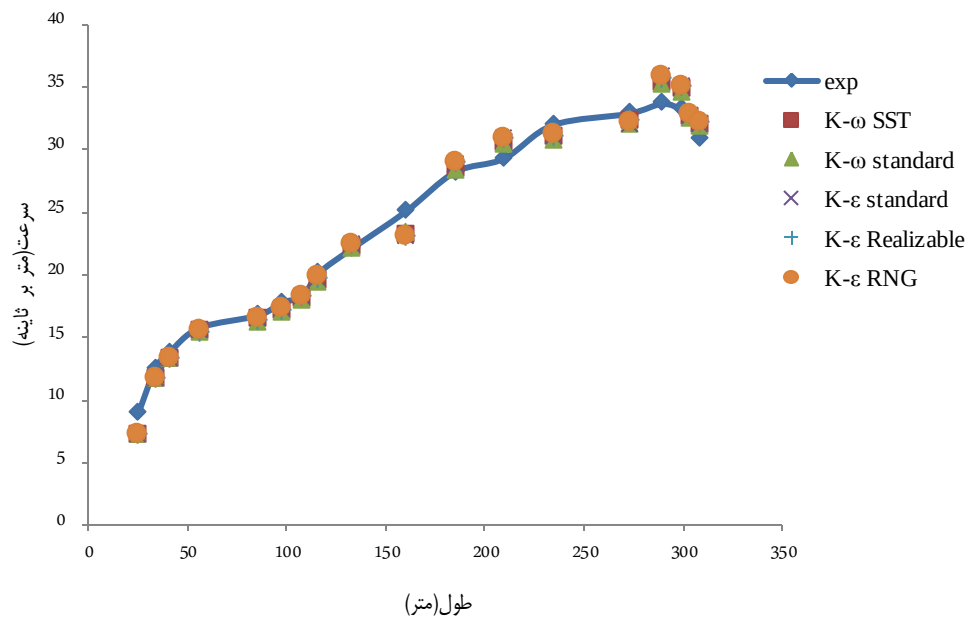
در این قسمت مقادیر سرعت در مدل عددی با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. در نمودارهای زیر محور افقی نمایانگر فاصله از ابتدای سرریز و محور عمودی مقادیر سرعت را نشان می‌دهد. این مقایسه در شکل‌های ۵-۱ تا ۵-۳ نشان داده شده است.



شکل ۵-۱ مقادیر سرعت در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



شکل ۲-۵ مقادیر سرعت در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه

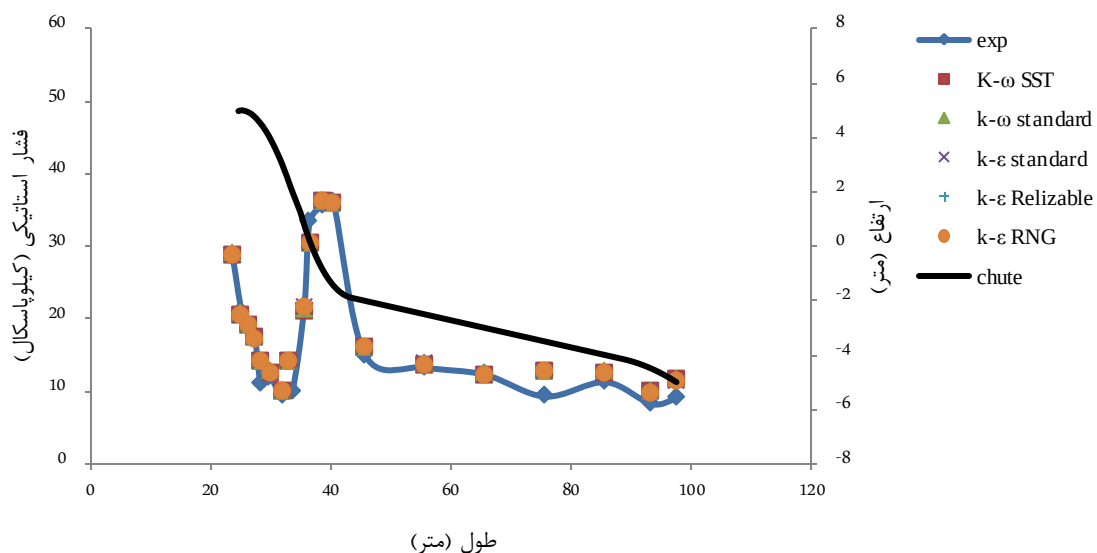


شکل ۳-۵ مقادیر سرعت در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

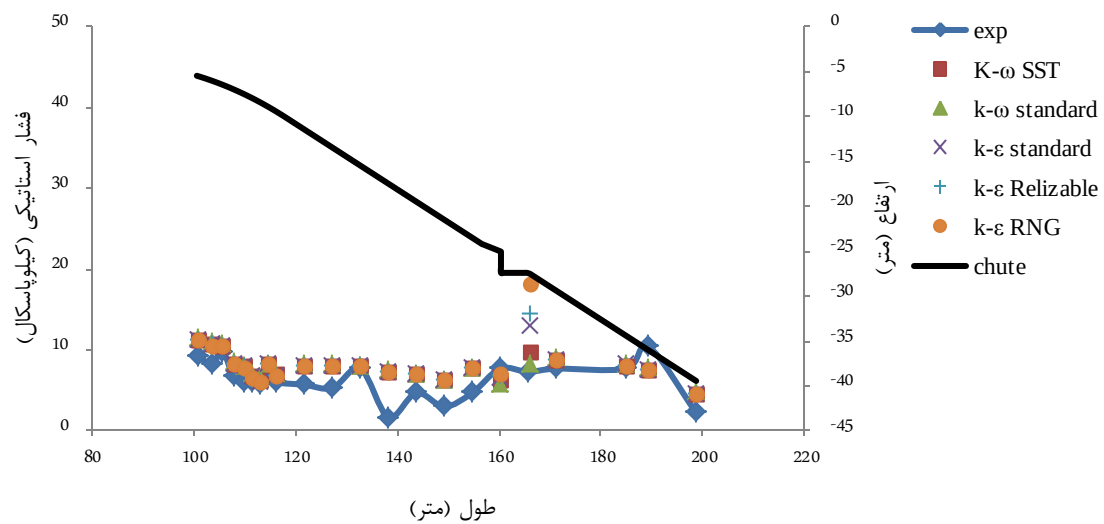
با مشاهده اشکال فوق می‌توان دریافت که تمامی مدل‌ها با اختلاف ناچیزی سرعت جریان را پیش بینی می‌کنند. به طوری که حتی تغییر دبی عبوری نیز تأثیری در این پیش بینی ندارد.

۵-۳ مقایسه مقادیر فشار

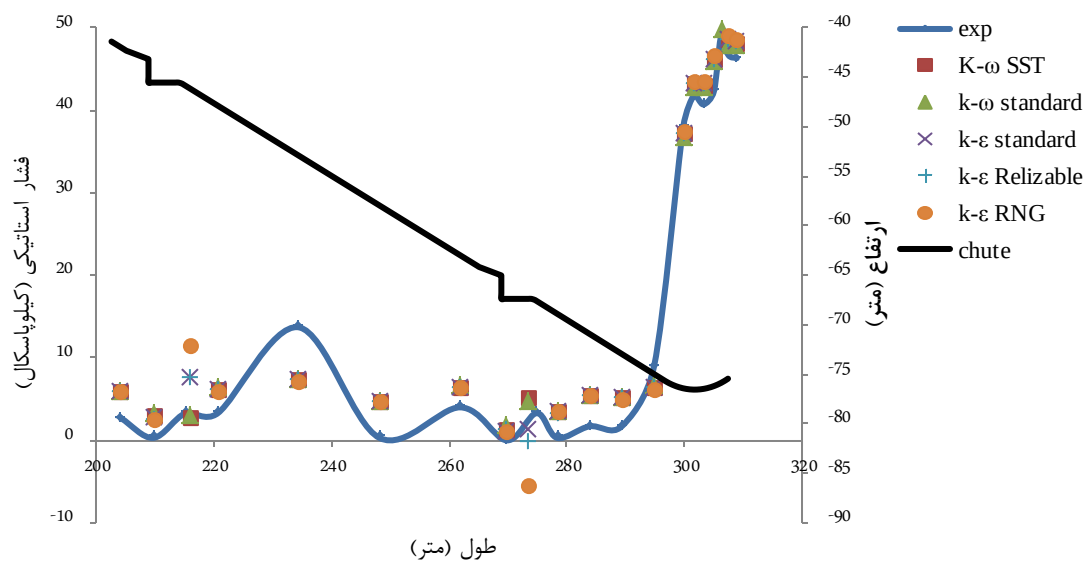
در این قسمت مقادیر فشار استاتیکی در مدل عددی با مقادیر آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. در نمودارهای زیر محور افقی نمایانگر فاصله از ابتدای سرریز و محور عمودی مقادیر فشار استاتیکی را نشان می‌دهد. برای نمایش واضح‌تر اختلاف مدل‌ها، طول سرریز و تندآب به سه قسمت، ابتدا، میانه و انتهای تندآب تقسیم شده است. ضمناً مقادیر فشار اندازه‌گیری شده، مربوط به کف کانال می‌باشد.



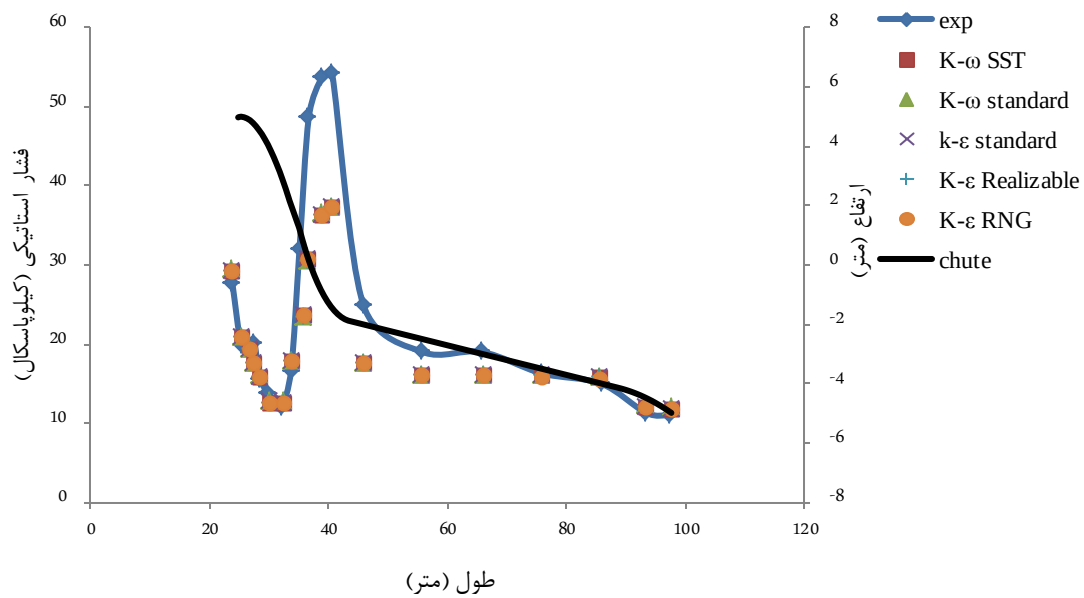
شکل ۵-۴ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه



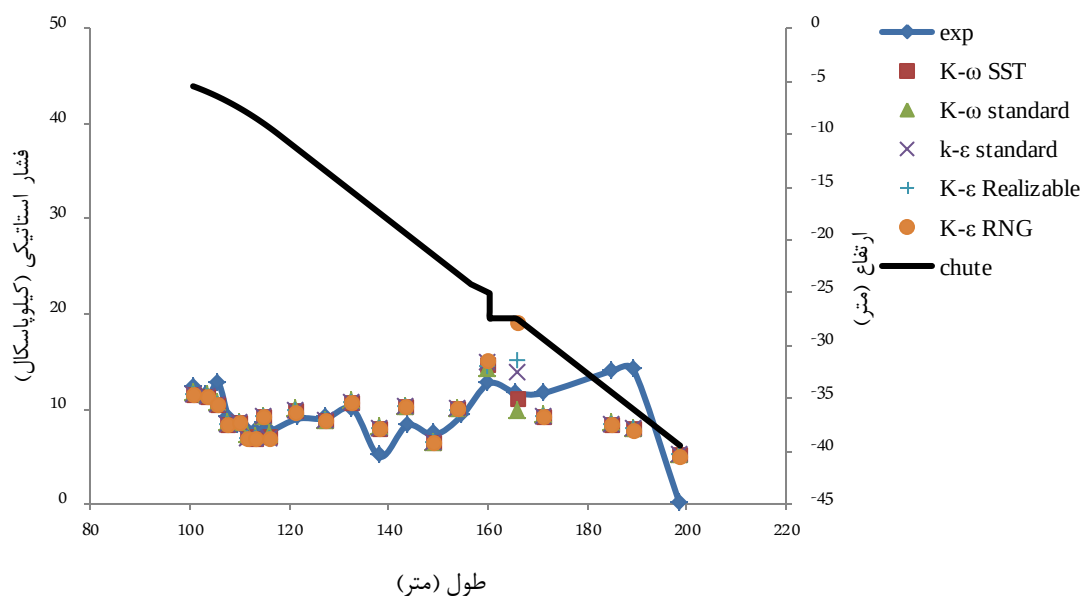
شکل ۵-۵ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه



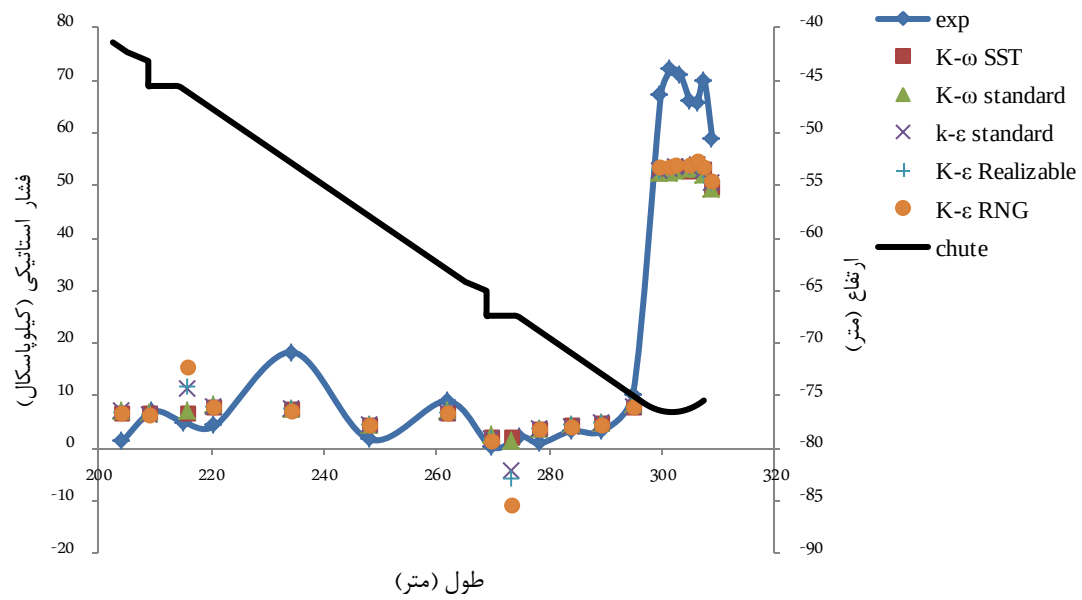
شکل ۵-۶ مقادیر فشار استاتیکی انتهای تندآب در دبی ۵۰۰ مترمکعب بر ثانیه



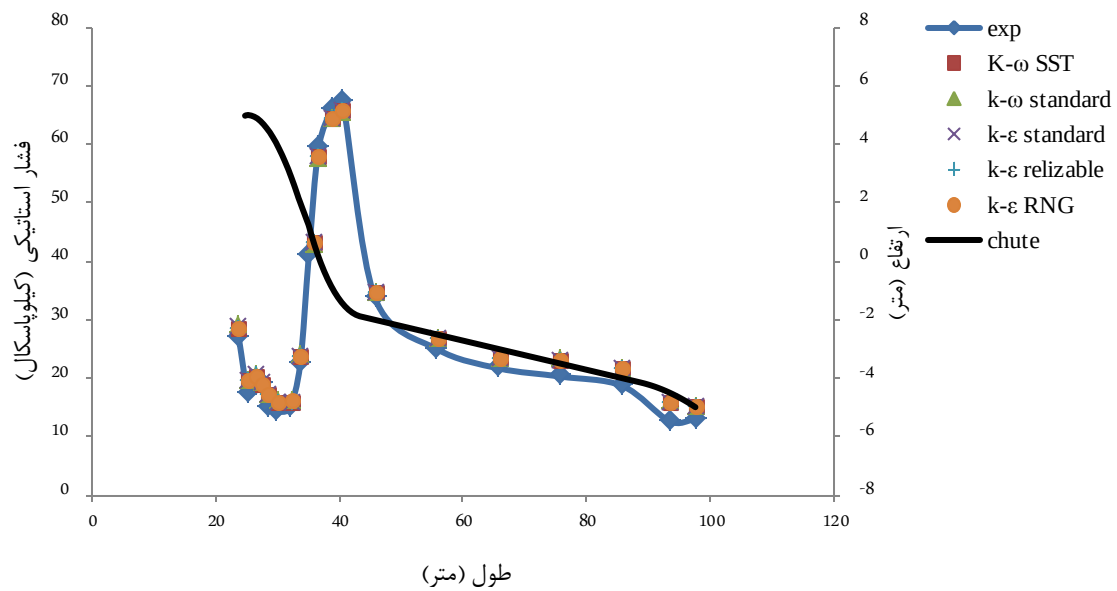
شکل ۵-۷ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه



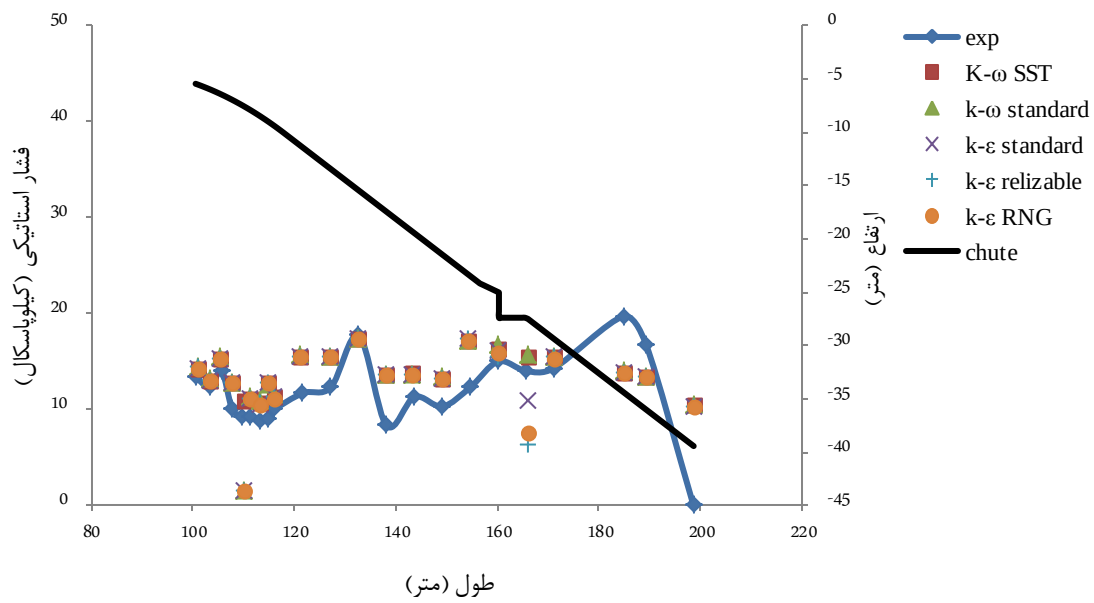
شکل ۵-۸ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه



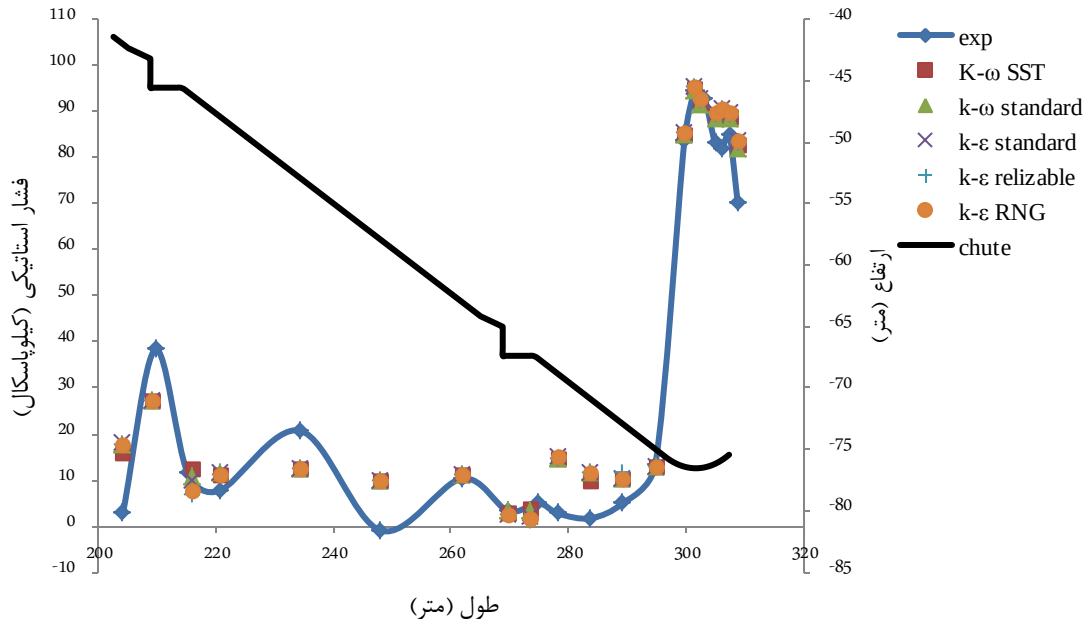
شکل ۵-۹ مقادیر فشار استاتیکی در انتهای تندآب در دبی ۸۰۰ مترمکعب بر ثانیه



شکل ۵-۱۰ مقادیر فشار استاتیکی در ابتدای تندآب در دبی ۱۰۰۰ مترمکعب بر ثانیه



شکل ۵-۱۱ مقادیر فشار استاتیکی در میانه تندآب در دبی ۱۰۰۰ مترمکعب بر ثانیه

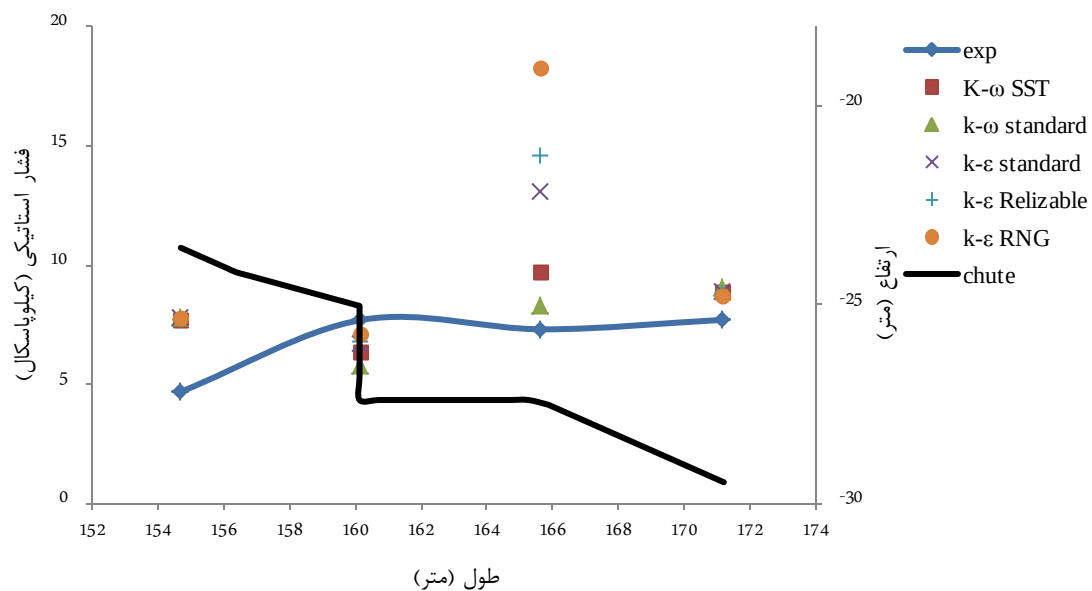


شکل ۵-۱۲ مقادیر فشار استاتیکی در انتهای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

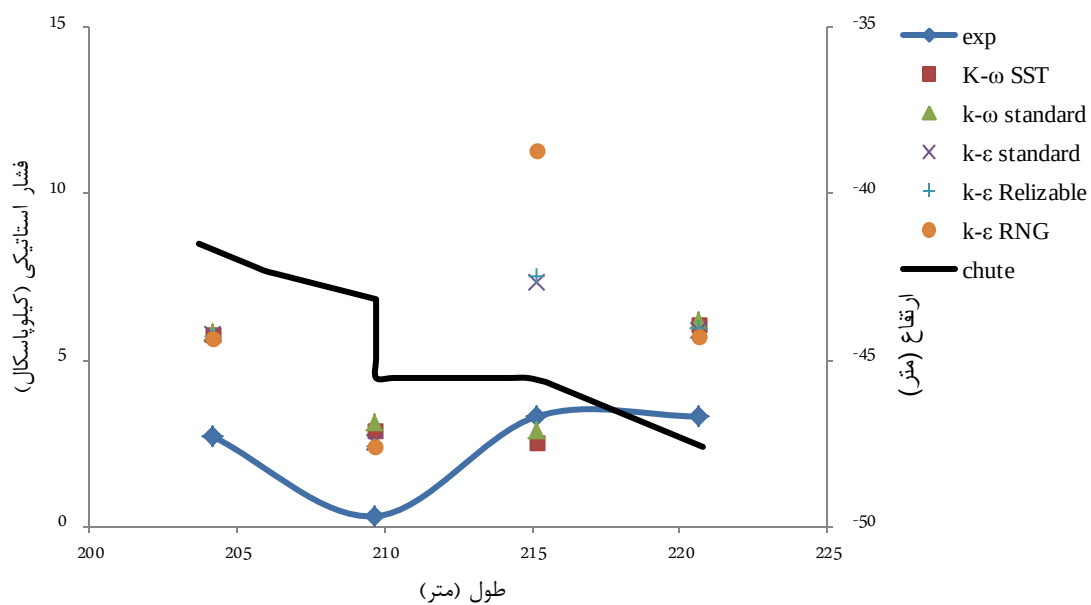
با بررسی شکل‌های بالا می‌توان این طور نتیجه گرفت که در ابتدای تندآب تمامی مدل‌ها با اختلاف ناچیزی مقادیر آزمایشگاهی را پیش بینی می‌کنند. دلیل این امر می‌تواند به این خاطر باشد که در چون ابتدای سرریز ارتفاع آب زیاد می‌باشد مدل‌های $k-\varepsilon$ نیز که در نواحی دیواره با مشکل مواجه می‌شوند نیز عملکرد خوبی داشته و می‌توانند به خوبی مدل‌های $k-\omega$ عمل کنند. این مطلب را می‌توان در شکل‌های ۴-۵، ۷-۵ و ۱۰-۵ مشاهده کرد. با حرکت در مسیر جریان سرعت و تلاطم بیشتر شده و اختلاف مدل‌ها به خصوص در نقاط با طول ۱۶۵، ۲۱۵ و ۲۷۵ متر، نمایان‌تر می‌گردد. در این نقاط دو مدل $k-\omega$ استاندارد و SST $k-\omega$ بهتر از سایر مدل‌ها مقادیر آزمایشگاهی را پیش بینی می‌کنند. این امر را می‌توان در هر سه دبی آزمایش شده مشاهده کرد. به منظور بررسی دقیق‌تر این نواحی و اینکه این نقاط در نزدیکی محل قرارگیری هواده‌ها قرار دارند، در ادامه وضعیت جریان بر روی هر سه هواده به صورت مجزا بررسی می‌گردد.

۵-۳-۱ وضعیت جریان در هواده‌ها

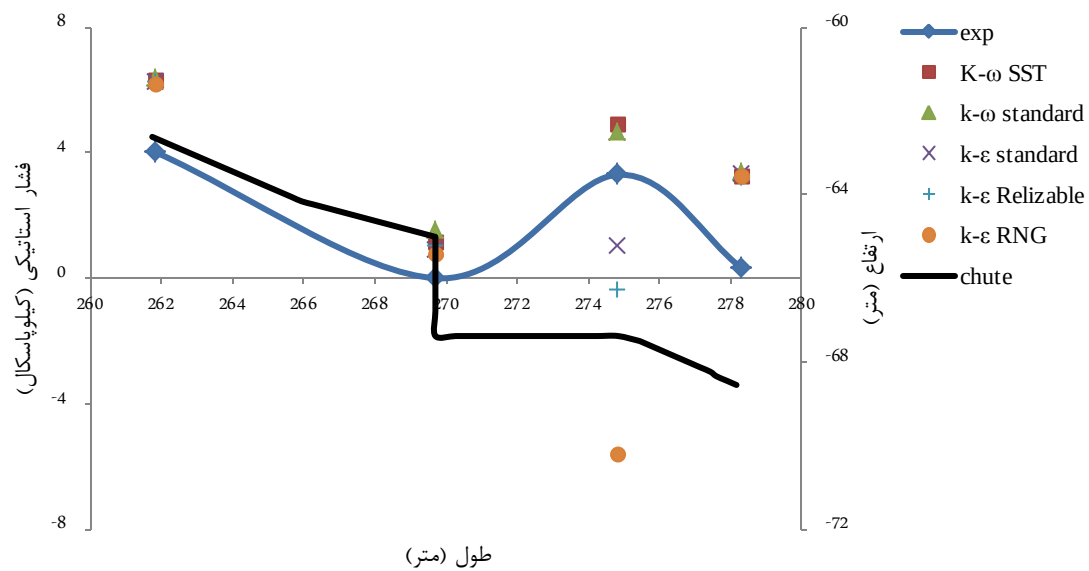
همان طور که گفته شد به منظور جلوگیری از به وجود آمدن کاویتاسیون در طول تندآب سه هواده قرار گرفته است. این هواده‌ها در فاصله ۱۶۰، ۲۱۰ و ۲۷۰ متری از ابتدای سرریز قرار گرفته‌اند. در نمودارهای زیر مقادیر فشار استاتیکی در محل قرارگیری هواده‌ها به ازای دبی‌های مختلف با مقادیر آزمایشگاهی مقایسه شده است.



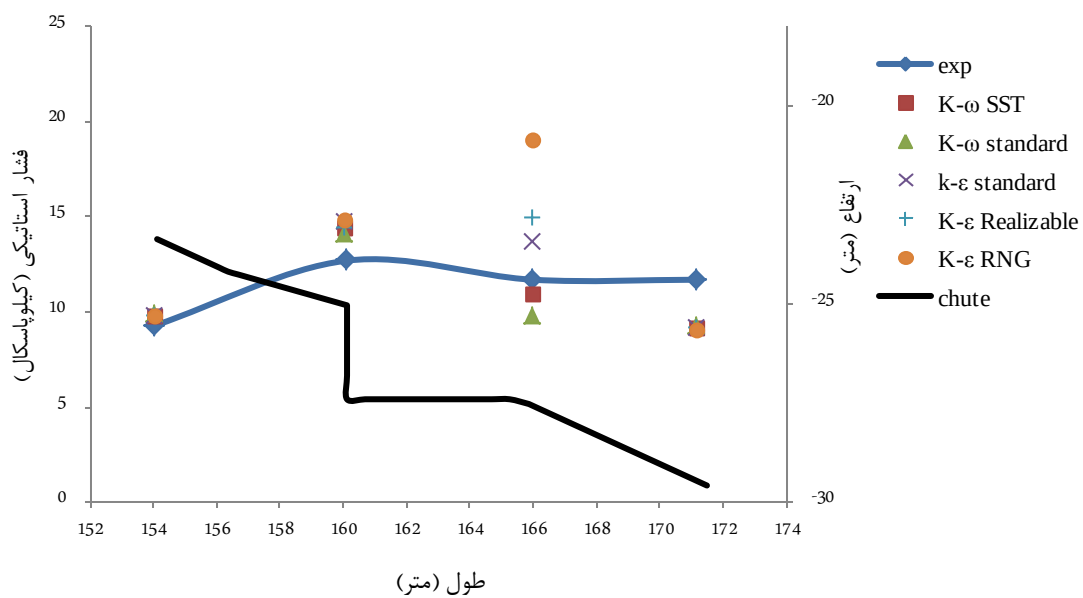
شکل ۵-۱۳ مقادیر فشار استاتیکی در هوا ده اول در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



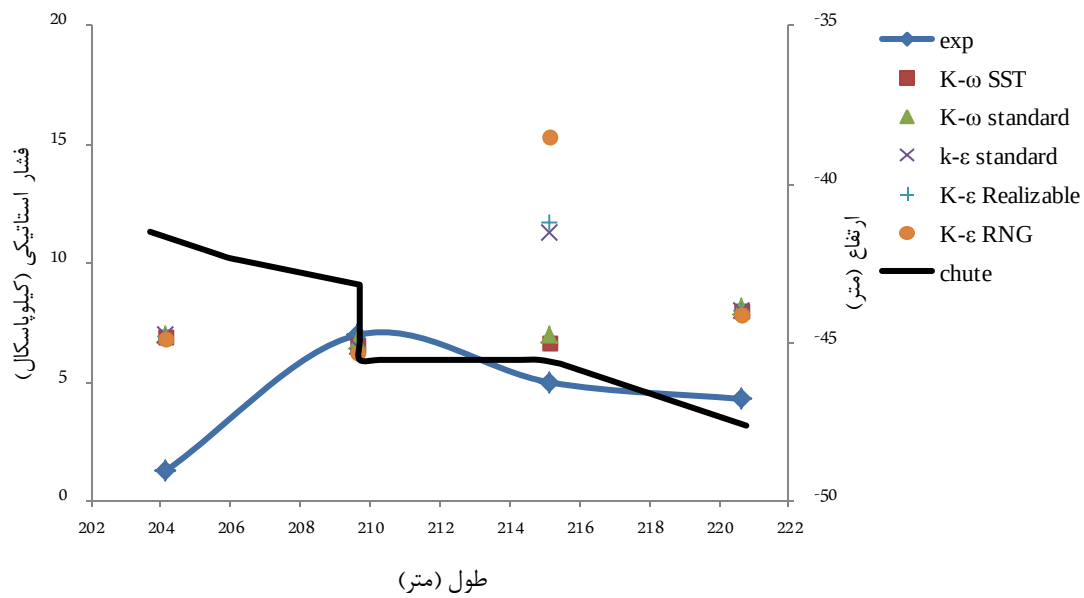
شکل ۵-۱۴ مقادیر فشار استاتیکی در هوا ده دوم در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



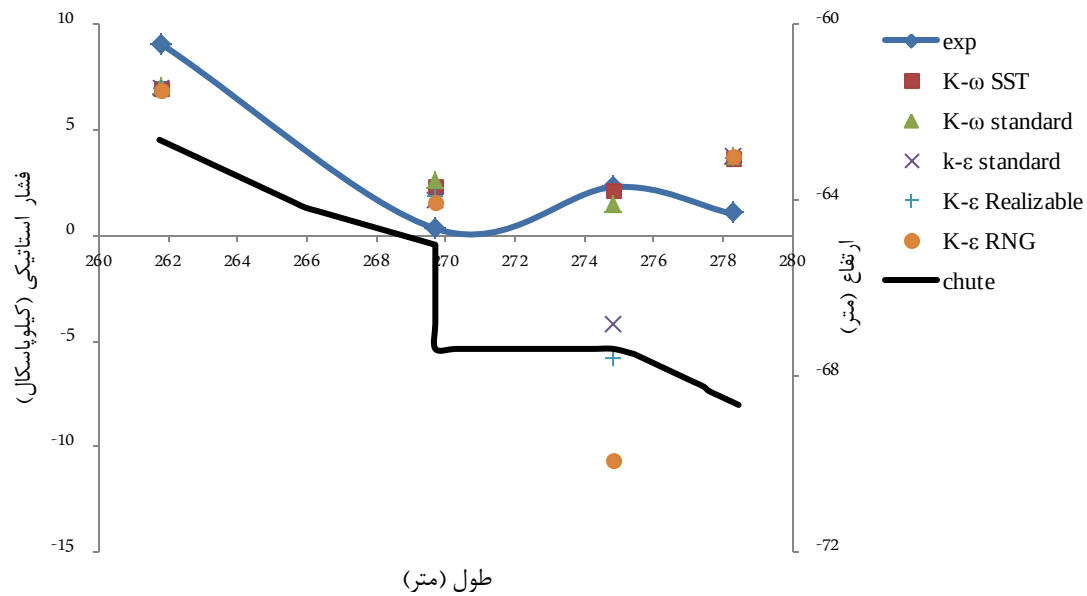
شکل ۵-۱۵ مقادیر فشار استاتیکی در هواده سوم در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



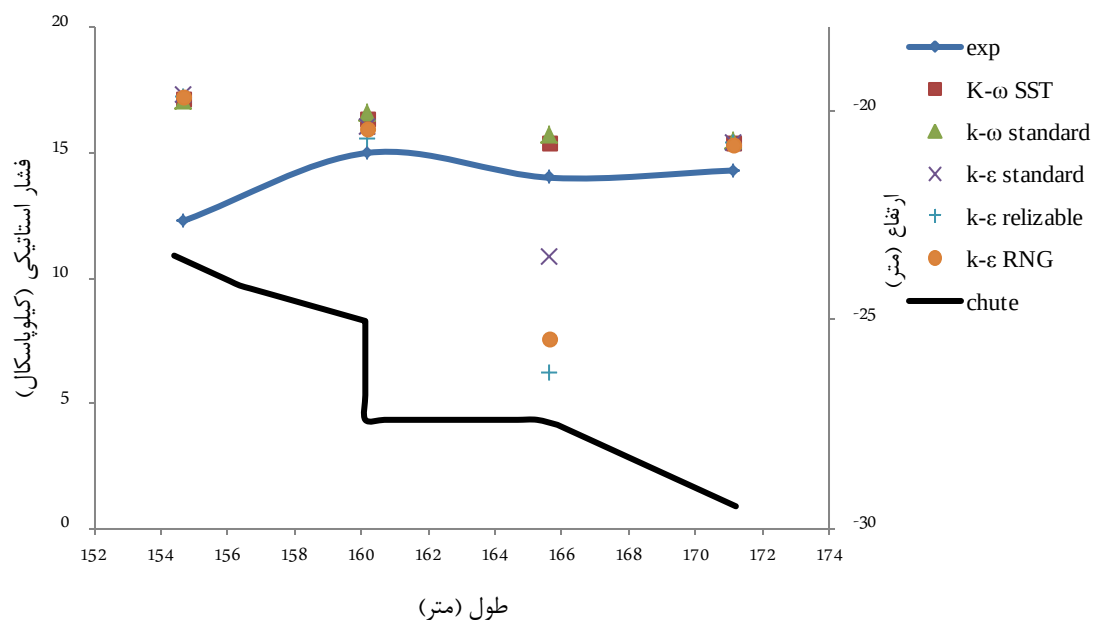
شکل ۵-۱۶ مقادیر فشار استاتیکی در هواده اول در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



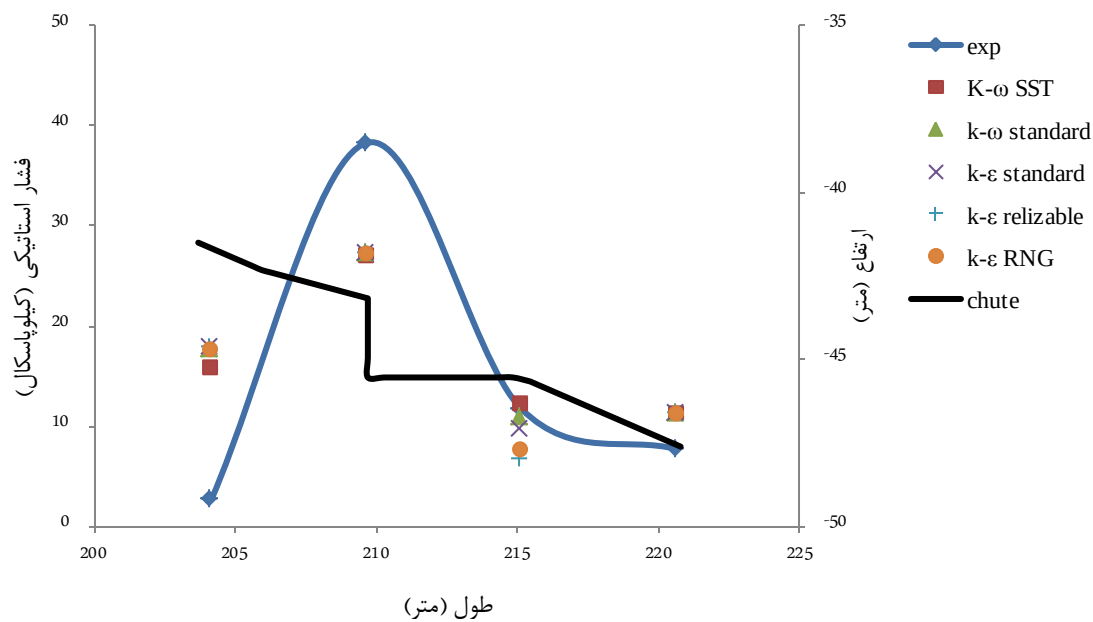
شکل ۵-۱۷ مقادیر فشار استاتیکی در هوا ده دوم در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



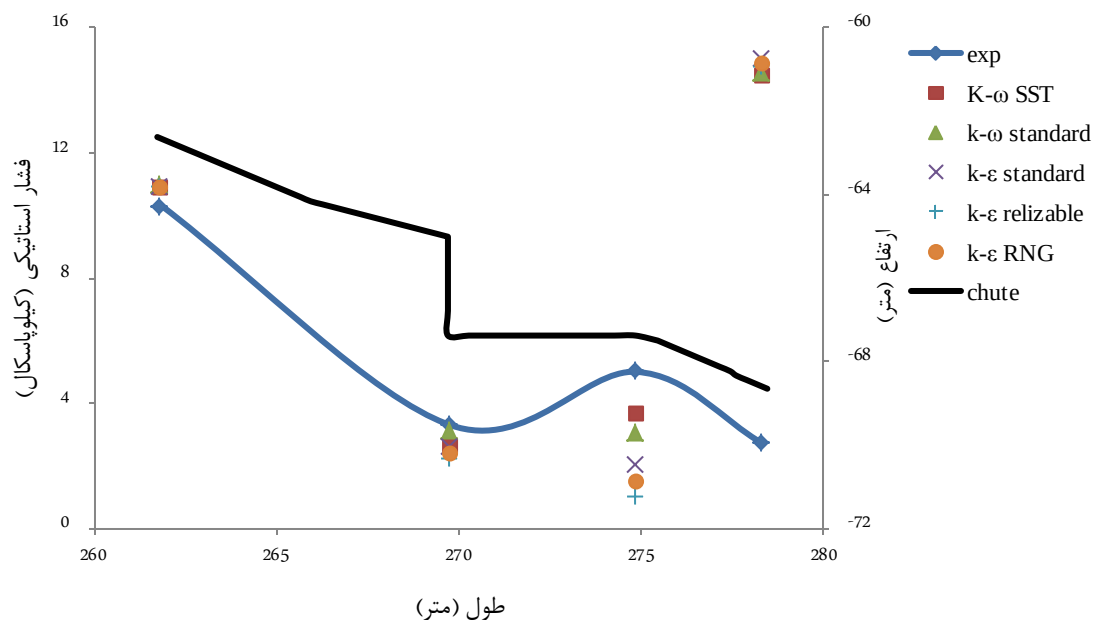
شکل ۵-۱۸ مقادیر فشار استاتیکی در هوا ده سوم در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



شکل ۵-۱۹ مقادیر فشار استاتیکی در هواده اول در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه



شکل ۵-۲۰ مقادیر فشار استاتیکی در هواده دوم در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه



شکل ۵-۲۱ مقادیر فشار استاتیکی در هواده سوم در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

با مشاهده نمودار های بالا، می توان دریافت که نتایج مدل های K- ω SST و K- ω استاندارد به داده های آزمایشگاهی نزدیک تر می باشند. با در نظر گرفتن این دو مدل و همچنین با افزایش دبی عبوری به ۸۰۰ و ۱۰۰۰ مترمکعب بر ثانیه، می توان نتیجه گرفت که مدل K- ω SST نتایج بهتری را نسبت به K- ω ارائه می دهد. این مطلب را می توان در اشکال ۵-۱۶ تا ۵-۲۱ که مربوط به افزایش دبی عبوری می باشد، مشاهده کرد.

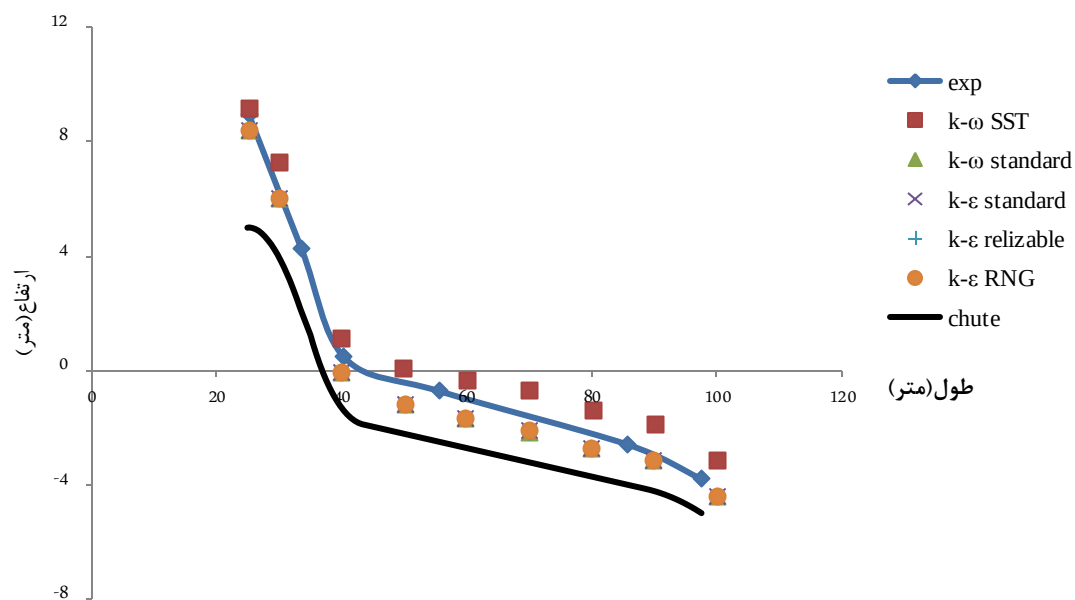
همچنین برای بررسی آماری نتایج مدل ها، در جدول ۵-۱ مقادیر خطای مطلق و خطای جذر میانگین مربع ها نشان داده شده است. خطای مطلق از رابطه $AE = \sum_{i=1}^n |\text{expimental} - \text{model}|$ و خطای نسبی نیز از رابطه $RSME = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\text{expimental} - \text{model})^2 / n}$ بدست می آیند.

دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه					
مدل‌های آشفتگی داده‌های آماری	K- ω SST	K- ω standard	k- ϵ standard	k- ϵ relizable	k- ϵ RNG
AE	۱۱۷,۱۴۷.۱۳	۱۱۷,۴۶۸.۶۴	۱۲۲,۲۹۷.۴۲	۱۲۴,۹۸۶.۸۲	۱۳۸,۴۲۸.۰۰
RSME	۲,۳۴۵.۳۸	۲,۳۵۹.۰۳	۲,۴۷۹.۶۴	۲,۵۷۱.۹۷	۳,۱۱۲.۲۸
دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه					
مدل‌های آشفتگی داده‌های آماری	K- ω SST	K- ω standard	k- ϵ standard	k- ϵ relizable	k- ϵ RNG
AE	۲۶۲,۸۹۷.۵۶	۲۶۷,۳۶۹.۵۹	۲۷۳,۲۷۱.۲۹	۲۷۵,۹۶۴.۰۶	۲۸۴,۷۸۰.۳۷
RSME	۷,۰۰۷.۲۰	۷,۱۳۵.۱۳	۷,۰۵۴.۷۴	۷,۰۸۲.۲۹	۷,۱۹۴.۸۶
دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه					
مدل‌های آشفتگی داده‌های آماری	K- ω SST	K- ω standard	k- ϵ standard	k- ϵ relizable	k- ϵ RNG
AE	۲۰۱,۵۰۲.۸۶	۲۱۴,۸۵۲.۲۵	۲۲۰,۰۹۹.۴۹	۲۲۸,۹۱۰.۰۰	۲۲۵,۰۳۰.۰۳
RSME	۴,۶۹۴.۱۸	۴,۹۱۶.۸۲	۵,۰۷۲.۴۰	۵,۱۸۰.۵۷	۵,۱۳۴.۱۴

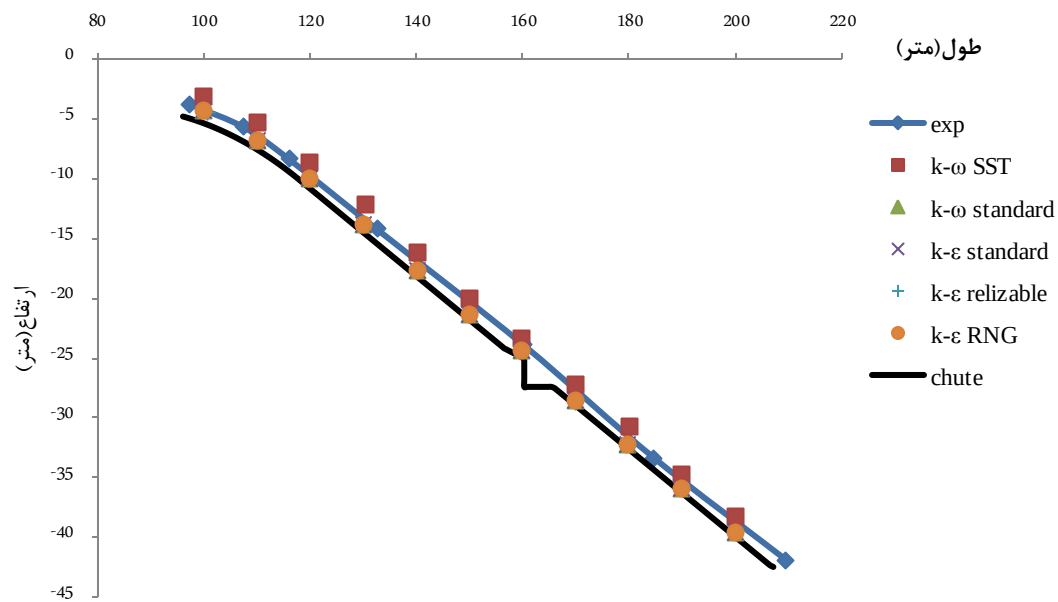
جدول ۵-۱ مقایسه آماری مدل‌های مختلف

۵-۴ مقایسه پروفیل سطح آب

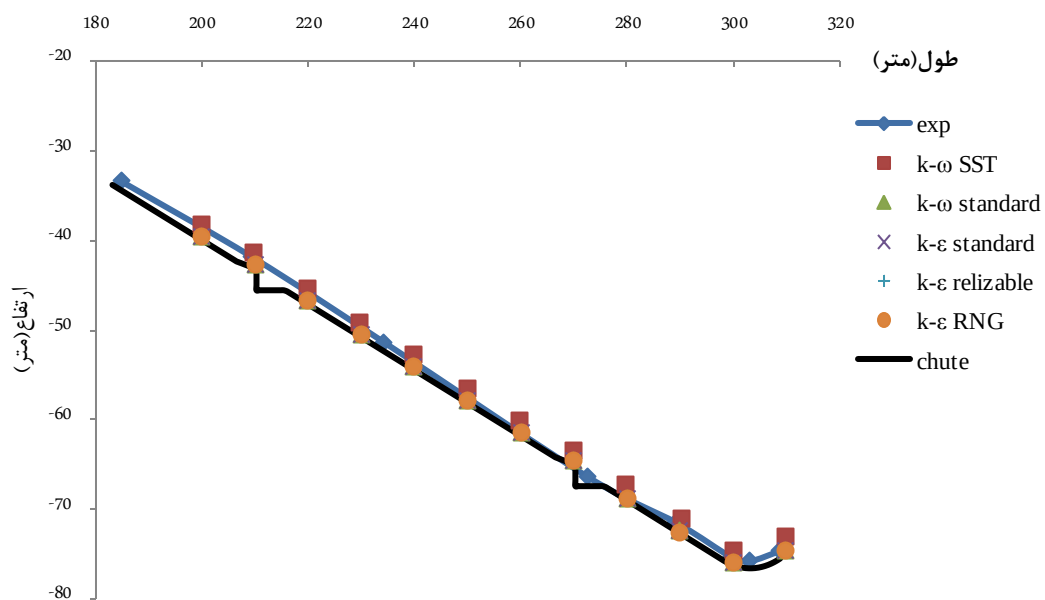
در ادامه بررسی صحت سنجی مدل عددی، ارتفاع آب بر روی سرریز بررسی می‌شود. در این تحقیق ارتفاع آب در Y_9 با هم مقایسه شده‌اند. Y_9 ارتفاعی که در آن غلظت هوا ۹۰ درصد می‌باشد. این ارتفاع به عنوان مشخصه طراحی دیواره‌های کناری سرریز می‌باشد. در شکل‌های زیر ارتفاع آب در طول تندآب در مدل‌های مختلف با هم مقایسه شده‌اند. در این قسمت نیز برای نمایش واضح‌تر اختلاف مدل‌ها، طول سرریز و تندآب به سه قسمت، ابتدا، میانه و انتهای تندآب تقسیم شده است.



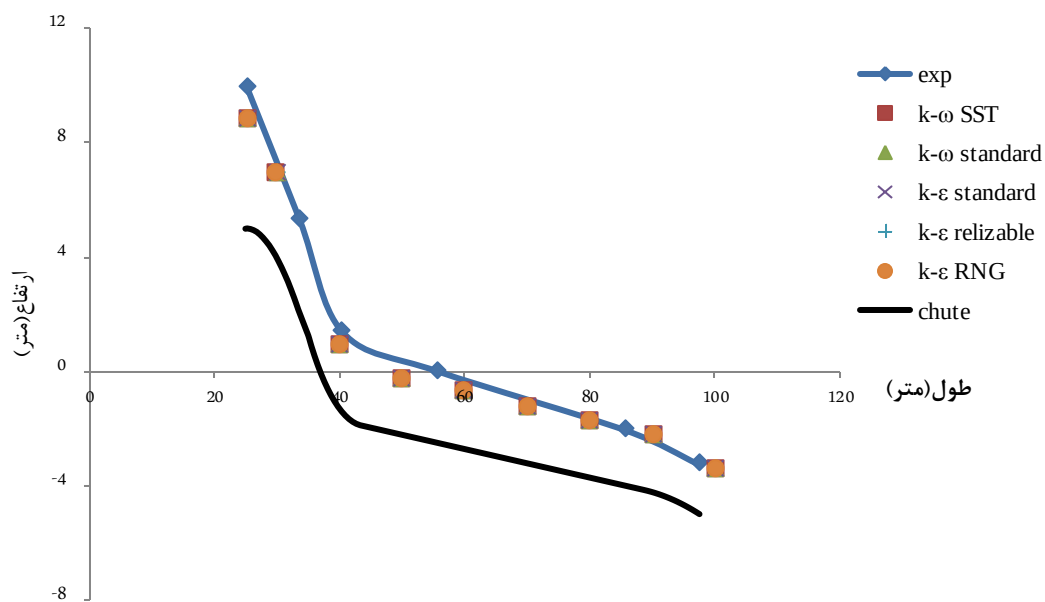
شکل ۵-۲۲ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



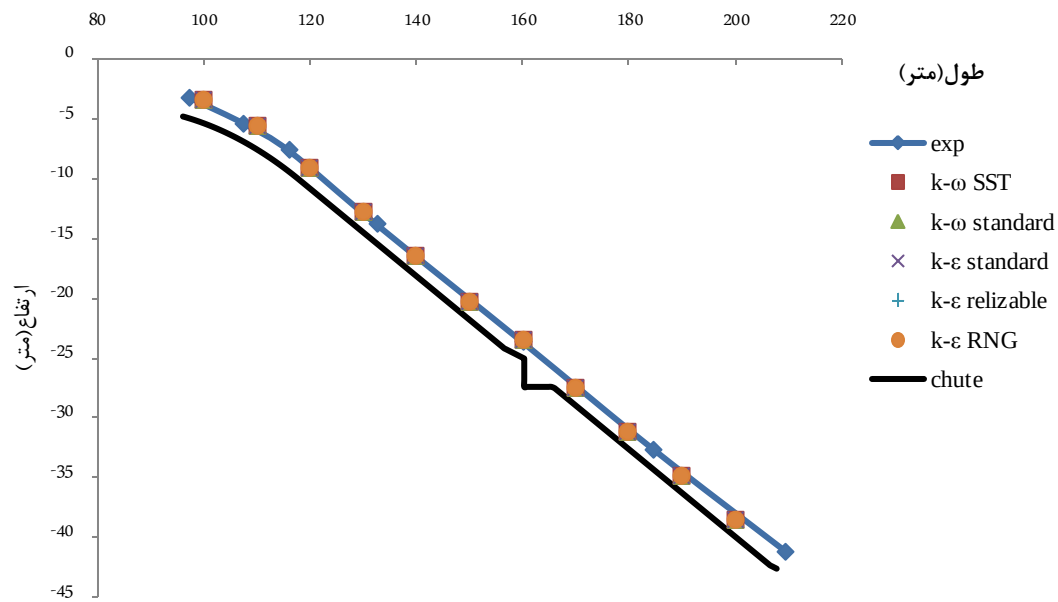
شکل ۵-۲۳ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



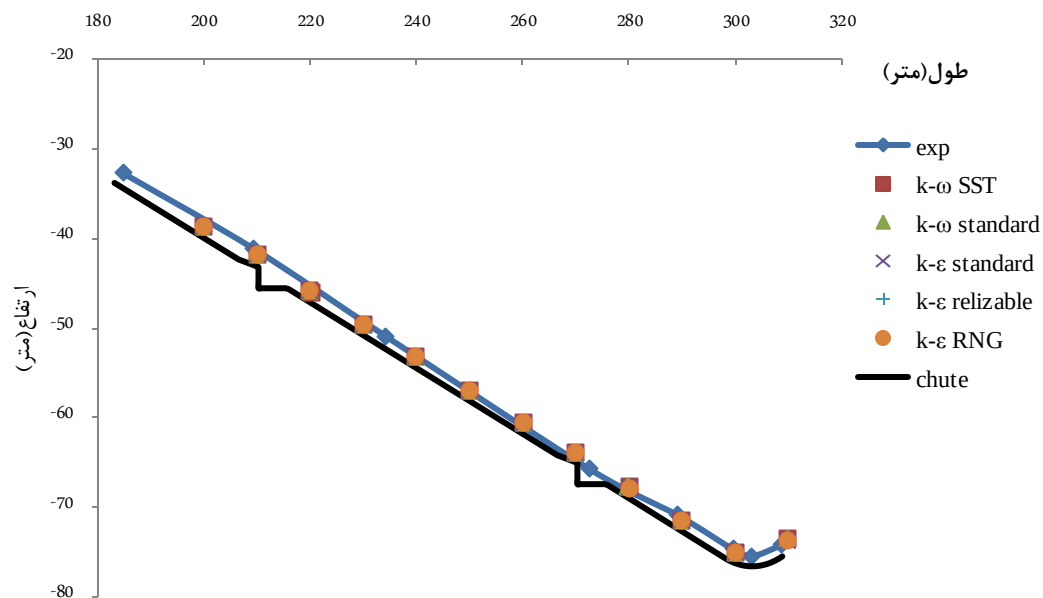
شکل ۵-۲۴ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه



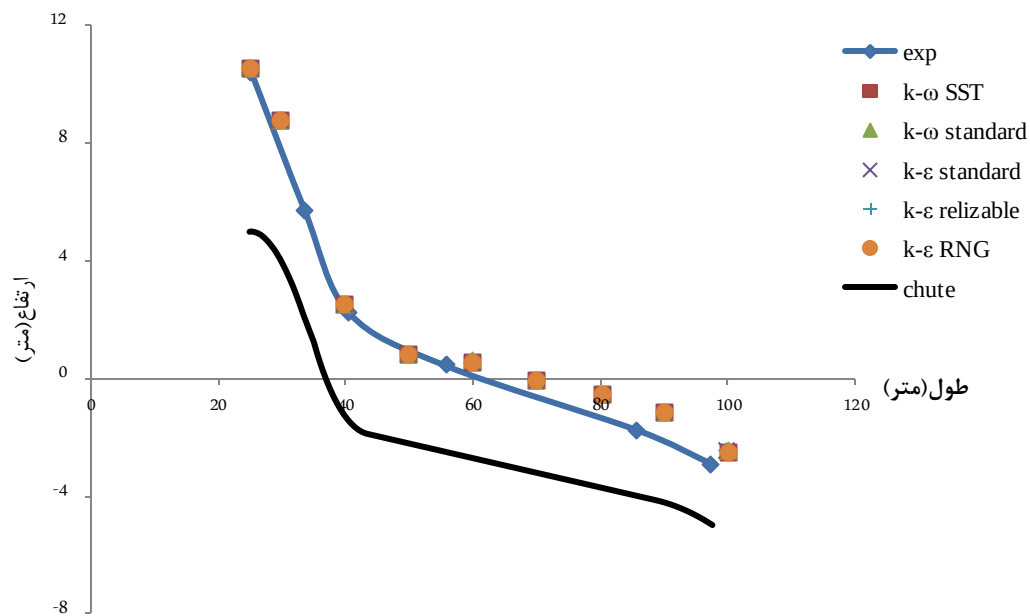
شکل ۵-۲۵ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



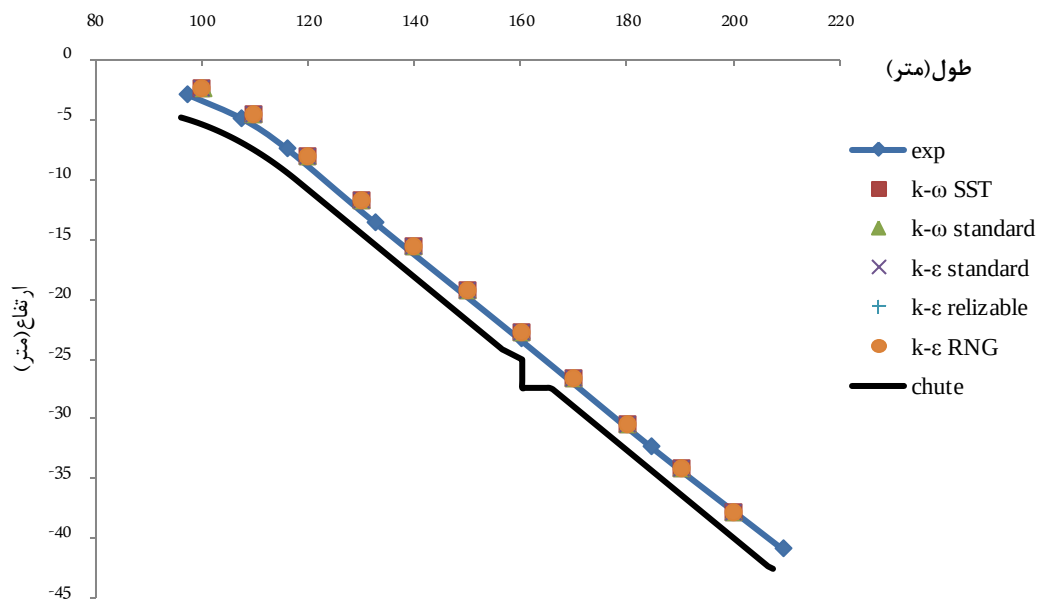
شکل ۵-۲۶ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



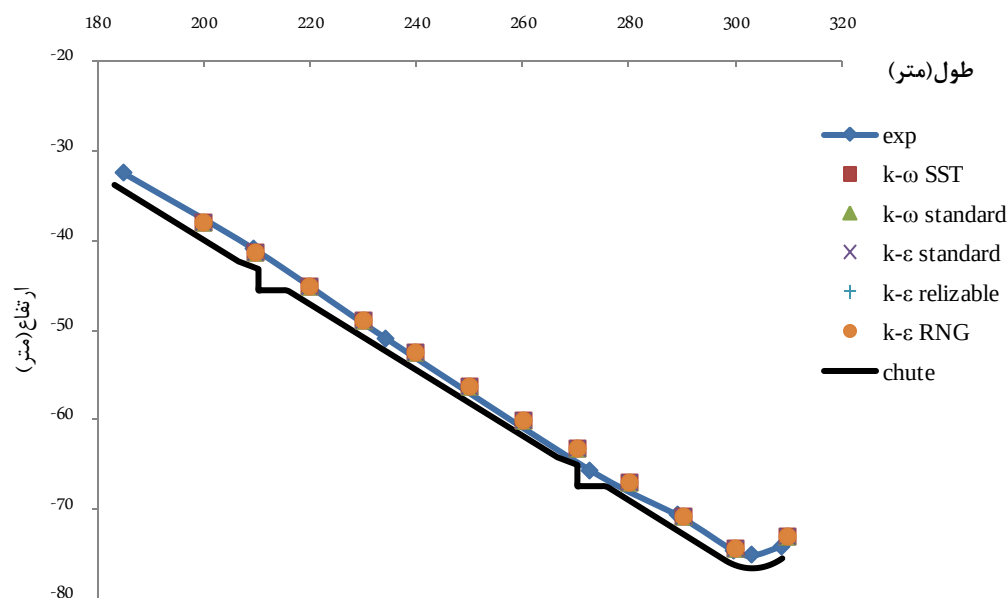
شکل ۵-۲۷ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۸۰۰ متر مکعب بر ثانیه



شکل ۵-۲۸ مقادیر ارتفاع سطح آب در ابتدای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

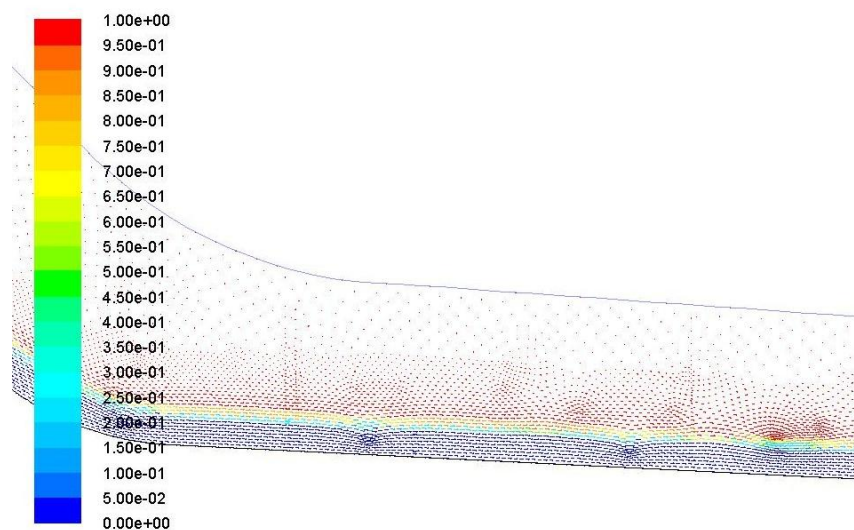


شکل ۵-۲۹ مقادیر ارتفاع سطح آب در میانه تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

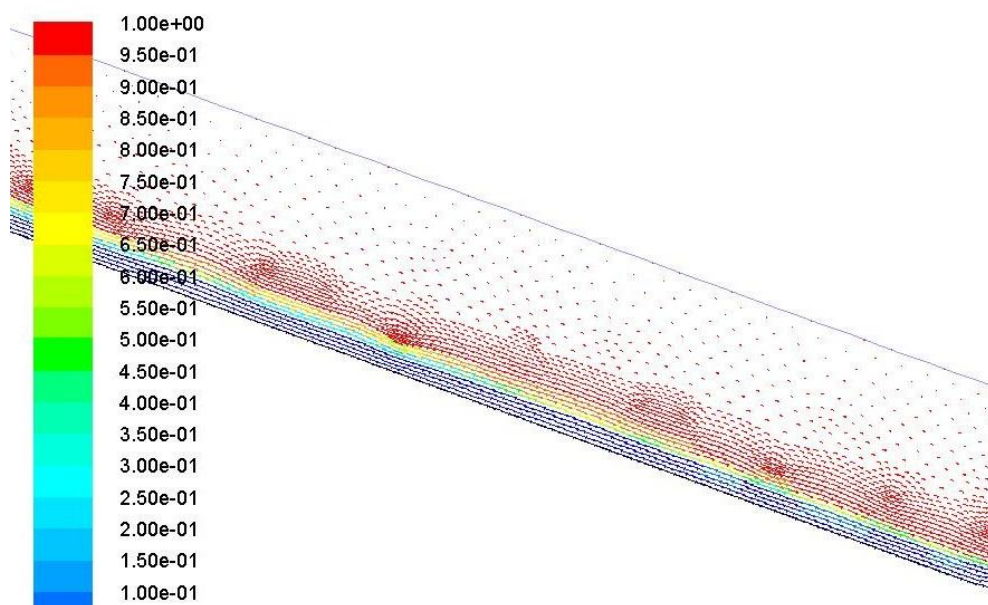


شکل ۵-۳ مقادیر ارتفاع سطح آب در انتهای تندآب در دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه

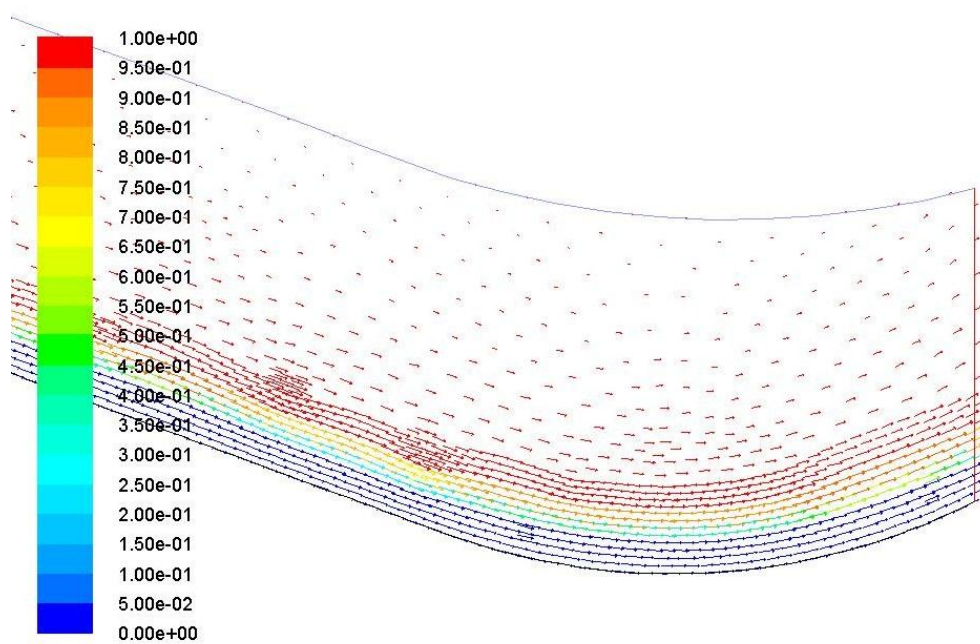
همان‌طور که در شکل‌های مشخص می‌باشد، جواب‌های مدل‌های مختلف در پیش‌بینی ارتفاع آب کاملاً منطبق بر هم می‌باشند. نتایج عددی سازگاری خوبی با داده‌های آزمایشگاهی دارند. همچنین در شکل‌های زیر بردارهای سرعت در ابتدا، میانه و انتهای تندآب برای دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه نشان داده شده است.



شکل ۵-۳۱ بردارهای سرعت در ابتدای تندآب



شکل ۵-۳۲ بردارهای سرعت در میان تندآب



شکل ۵-۳۳ بردارهای سرعت در انتهای تندآب

فصل ششم

نتیجه‌گیری و پیشنهادات

۶-۱ نتیجه گیری

در این تحقیق جریان بر روی سرریز تندآبراه مربوط به سد مخزنی آزاد شهرستان مریوان با استفاده از نرم افزار شبیه سازی شده است. برای شبیه سازی سطح جریان از روش VOF استفاده شده است. با توجه به آشفتگی بالای این نوع جریان با استفاده از مدل های آشفتگی $k-\epsilon$ استاندارد، $k-\epsilon$ ، RNG $k-\epsilon$ ، قابل درک و $k-\omega$ استاندارد و SST $k-\omega$ شبیه سازی انجام گرفته است. نتایج زیر از مقایسه جواب های مدل های آشفتگی با داده های آزمایشگاهی بدست آمده است:

۱. با مشاهده نمودارهای فشار در سه قسمت ابتدا، میانه و انتهای تندآب و مقایسه مقادیر اندازه گیری شده با داده های آزمایشگاهی می توان دریافت که مدل های $k-\omega$ استاندارد و $k-\omega$ SST به ازای دبی های مختلف تطابق خوبی با داده های آزمایشگاهی دارند.
۲. مدل های $k-\epsilon$ از آنجایی که از دسته مدل های رینولدز بالا می باشند یعنی فقط در نواحی با عدد رینولدز بالا نتایج خوبی ارائه می کنند، برای حل معادلات در نواحی نزدیک دیواره (که به طور موضعی جزء نواحی با عدد رینولدز پایین محسوب می شوند) با مشکلات عدیده ای مواجه می شوند. لیکن مدل $k-\omega$ را می توان برای پیش بینی تغییرات متغیر های آشفتگی تا لب دیواره های جامد (و البته با استفاده از المان های متراکم نزدیک دیواره) مورد استفاده قرار داد.
۳. در دبی در واحد عرض ۵۰۰ متر مکعب بر ثانیه دو مدل $k-\omega$ استاندارد و SST $k-\omega$ در هواده های دوم و سوم تقریباً بر روی هم منطبق می باشد، که نشان می دهد در این دبی در هواده های دوم و سوم مدل SST $k-\omega$ کاملاً به شکل مدل $k-\omega$ استاندارد عمل می کند. با افزایش دبی به ۸۰۰ و ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه دو مدل $k-\omega$ استاندارد و SST $k-\omega$ به تدریج از یک دیگر فاصله گرفته و به بیشترین اختلاف خود در هواده سوم مربوط به دبی ۱۰۰۰ متر مکعب بر ثانیه می رسند. این موضوع نشان می دهد که با افزایش دبی و در نتیجه افزایش ارتفاع آب مدل SST $k-\omega$ تنها به صورت مدل $k-\omega$ استاندارد عمل نمی کند و در نواحی که به اندازه

کافی دور از دیوار می باشند به صورت مدل $k-\varepsilon$ استاندارد یا مابین مدل $k-\varepsilon$ استاندارد و $k-\omega$ استاندارد عمل می کند.

۴. در میان دو مدل $k-\omega$ استاندارد و SST $k-\omega$ ، می توان گفت که مدل $k-\omega$ استاندارد در نواحی جریان برشی آزاد دارای عملکرد خوبی نمی باشد. مدل SST $k-\omega$ به طور همزمان توانایی بالای مدل $k-\omega$ استاندارد در نواحی با عدد رینولدز کم (نواحی نزدیک به دیواره) را دارا بوده و همچنین عدم توانایی مدل $k-\omega$ استاندارد در جریان برشی آزاد را پوشش داده است. بنابراین می توان نتیجه گرفت که مدل SST $k-\omega$ به دلیل محدودیت کمتر، مناسب ترین گزینه برای شبیه سازی جریان بر روی سرریز های تندآبراه می باشد.

۵. ارتفاع سطح آب بر روی سرریز یکی از مشخصه های طراحی دیواره جانبی سرریز می باشند. ارتفاع آب بر روی سرریز در مدل های مختلف با داده های آزمایشگاهی مقایسه شده است که نشان می دهد نتایج این مدل ها تقریباً منطبق بر روی هم دیگر می باشند و سازگاری خوبی با داده های آزمایشگاهی دارند.

۶. با مقایسه مقادیر سرعت جریان در مدل و مقادیر آزمایشگاهی می توان دریافت که تمامی مدل ها با دقت قابل قبولی مقادیر آزمایشگاهی را پیش بینی نموده و بین مدل ها در مقایسه مقادیر سرعت اختلاف چندانی مشاهده نمی شود.

۷. با توجه به مباحث مطرح شده، می توان گفت که مدل SST $k-\omega$ بهترین نتایج را نسبت به سایر مدل ها ارائه می دهد؛ هرچند که مدل $k-\omega$ استاندارد نیز در بسیاری از موارد نتایج قابل قبولی ارائه داده ولی مدل SST $k-\omega$ از جامعیت بیشتری را جهت شبیه سازی جریان بر روی سرریز تندآبراه دارا می باشد.

۲-۶ پیشنهادات

۱. امروزه سرریزهای تندآبراه یکی از رایج‌ترین سازه‌هایی می باشد که مورد استفاده انواع سدها، از جمله سد های خاکی، سنگریزه ای و بتنی قرار می گیرد. از آنجایی که زبری کف یکی از پارامتر های مهم در طراحی این سرریز ها می باشد می توان تاثیر زبری های مختلف را بر روی سرریزهای تندآبراه مورد بررسی قرار داد.
۲. در سرریزهای تندآبراه، شیب تندآب یکی از پارامتر های مهم در طراحی سرریز و هواده های احتمالی مورد نیاز، رشد لایه مرزی و غیره می باشد. می توان محدوده ی شیب‌هایی که این سرریز در آن‌ها بهترین کارایی را دارند مورد بررسی قرار داد.
۳. آنجایی که یکی از خصوصیات جریان‌های آشفته، سه بعدی بودن جریان می‌باشد پیشنهاد می‌شود که این کار با استفاده از مش‌های سه بعدی انجام شود تا بتوان هر چه دقیق‌تر عملکرد هر یک از مدل‌های آشفته‌گی را در پیش بینی وضعیت جریان مشاهده کرد.
۴. سرریز تندآبراه علیرغم برخی خصوصیات مناسب آن، در همه سرریزها قابل استفاده نیست و یا استفاده از سایر سرریزها عملکرد بهتری را خواهند داشت. می‌توان مدل‌های آشفته‌گی را بر روی سایر سرریزها نیز اعمال و نتایج مدل سازی آن‌ها را بررسی کرد.
۵. به منظور درک بهتر اختلاف مدل‌های آشفته‌گی در پیش بینی وضعیت جریان، پیشنهاد می‌شود با استفاده از رایانه‌های قوی، تعداد المان‌ها را در شبکه‌بندی مورد استفاده افزایش داد و گام‌های زمانی را تا حد امکان کوتاه در نظر گرفت.

منابع

۱. جباری م، "اصول مهندسی سد"، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، ص ۸
۲. Department of the ARMY Headquarters, US Army Corps of Engineers(۱۹۹۲),
"Engineering and Design HYDRAULIC DESIGN OF SPILLWAYS",
Washington, pp ۱۱ .
۳. بیرامی م ک، (۱۳۹۱)، "سازه های انتقال آب"، چاپ دهم، انتشارات فروزش، تهران، ص ۲۵۰.
۴. حسینی غفاری س، (۱۳۹۰)، پایان نامه ارشد، "بررسی عددی و آزمایشگاهی هندسه سرریز و شیب تنداب بر میدان جریان سرریز شوت"، دانشکده عمران، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی.
۵. Cassidy, J.J., (۱۹۶۵) "Irrotational flow over spillways of finite height", ASCE, USA, pp ۱۵۵-۱۷۳.
۶. Chanson H., (۱۹۹۵), "Air bubble diffusion in super critical open channel flow", ۱۲th tralasoan fluid mechanic, AFMC, vol.۲, pp ۷۰۷-۷۱۰.
۷. Olsen, N.R.B., Kjellesvig, H.M., "Three dimensional numerical flow modeling for estimation of spillway capacity", USA, **J. Hydr. Res.**, Vol ۳۶(۵), ۱۹۹۸, pp ۷۷۵-۷۸۴.
۸. Unami, K. , Kawachi, T. , Munir Babar, M. , Itagaki, H., "Two dimensional numerical model of spillway flow", USA, **journal of hydrolic engineering, ASCE**, ۱۹۹۹, ۱۲۵(۴) pp ۳۶۹-۳۷۵
۹. Causon D.M., Mingham C., Ingram D., (۱۹۹۹), "Advances in Calculation methods for super critical flow in spillways, channels", **journal of hydrolic engineering, ASCE**, vol ۱۲۵, pp ۱۰۳۹-۱۰۵۰.
۱۰. Bruce, Savage, M., Michael, Johnson, C., "Flow over ogee spillway: physical and numerical model case study, USA, **journal of hydrolic engineering, ASCE**, ۲۰۰۱, ۱۲۷(۸) pp ۶۴۰-۶۴۹
۱۱. Savage B.M., Johnson M.C., (۲۰۰۱), "flow over ogee spillway: physical and numerical model case study", **journal of hydrolic engineering , ASCE**, vo. ۱۲۷, No ۸, pp ۶۴۰-۶۴۹.

۱۲. Ho, D.H., Cooper B.W., Ridette K.M, (۲۰۰۶), "Application of numerical model to spillway in australian" **Dams and Reservoir societies and environment in ۲۱st century**, Taylor and Francis Group, London, pp ۹۵۱-۹۵۹.
۱۳. Dargahi B., (۲۰۰۶), "Experimental study and 3D numerical simulation for a free over flow spillway", **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, vol ۱۳۲, No.۹, pp ۸۹۹-۹۰۷.
۱۴. حیدری م، (۱۳۸۱)، "شبیه‌سازی جریان روی سرریز اوجی با استفاده از نرم‌افزار FLUENT"، پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد، دانشگاه تربیت مدرس
۱۵. فولادگر ا، (۱۳۸۳)، "تحلیل جریان دو بعدی روی سرریز اوجی استاندارد با روش عددی"، پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد، دانشگاه صنعتی اصفهان.
۱۶. نجفی ع.ر، یاسی م، صباغ یزدی س، (۱۳۸۴)، "اثرات مقیاس عرضی در ارزیابی خصوصیات جریان بر روی یک سرریز بلند در شرایط با و بدون هوادهی مصنوعی جریان"، پنجمین کنفرانس هیدرولیک ایران، ص ۲۰۷-۲۱۴، دانشگاه کرمان.
۱۷. بهرامی ا، بارانی غ، (۱۳۸۸)، "بررسی عددی روند تغییرات غلظت هواده جریان های عبوری از روی شوت"، هشتمین کنگره بین المللی مهندسی عمران، دانشگاه شیراز.
۱۸. اعتصام ع، (۱۳۸۸)، "بررسی عددی جریان آب عبوری از سرریز لبه آبریز به روش حجم سیال (VOF)"، پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد، دانشگاه سیستان و بلوچستان.
۱۹. P. Novak, A.I.B.Moffat, C.Nalluri, R.Narayanan, "**Hydraulic Structures**", Fourth Edition, Taylor & Francis, USA and Canada, pp ۲۱۳ .
۲۰. مهری م، فتحی مقدم م، ابن جلال ر، (۱۳۸۷)، "بررسی خلاءزائی (کاویتاسیون) بر روی سرریز سد بالارود با استفاده از مدل فیزیکی"، چهارمین کنگره ملی مهندسی عمران، دانشگاه تهران.

۲۱. اژدری مقدم م، اکبری غ، علوی مقدم م، آرامی فدافن م، (۱۳۹۰)، "بررسی وقوع کاویتاسیون روی شوت سرریزها و لزوم استفاده از هوادها"، دهمین کنفرانس هیدرولیک ایران، دانشگاه گیلان.

۲۲. Chanson. H, (۱۹۹۲), "**Air Entrainment in Chutes and Spillways**", Department of Civil Engineering the University of Queensland, Australia, No. CE ۱۳۳, pp ۱۴ .

۲۳. مهدی صنیعی نژاد، ۱۳۸۸، "مبانی جریان‌های آشفته و مدل سازی آن‌ها"، انتشارات دانش نگار، تهران، ص ۱۴

۲۴. جدیدی م، "مدلسازی اغتشاش"، گروه دینامیک سیالات محاسباتی دانشگاه صنعتی اصفهان، ص ۱۱

۲۵. David C. Wilcox J, (۲۰۰۶) "**Turbulence Modeling for CFD**", Third Edition, DCW industries, pp ۱۲۲ .

۲۶. شیروانی ع (۱۳۸۹)، پایان نامه ارشد، "مدل سازی عددی جریان در حوضچه آرامش"، دانشکده عمران، دانشگاه شیراز.

۲۷. جدیدی م، "شرایط مرزی و پارامترهای آشفتگی در نرم افزار فلوئنت"، گروه دینامیک سیالات محاسباتی دانشگاه صنعتی اصفهان، ص ۶.

۲۸. P. A. Durbin, B. A. Pettersson Reif, (۲۰۱۱) "**Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows**", Second Edition, WILEY Publication, pp ۱۲۱

۲۹. R. H. Nichols, "**Turbulence Models and Their Application to Complex Flows**", Revision ۴.۰۱, University of Alabama at Birmingham, pp ۸۳ .

۳۰. عطار زاده ع، زرتی ا، شانه ساز زاده ا، (۱۳۹۱)، "وضعیت جریان در محل تغییر شیب ناگهانی سرریزها"، مجله علمی - پژوهشی «عمران مدرس»، شماره ۱، دوره ۱۲، ص ۱۰۸

۳۱. مقدم م، اکبری غ، آرامی ف، (۱۳۹۰)، "بررسی وقوع کاویتاسیون روی شوت سرریزها و لزوم استفاده از هوادها"، دومین کنفرانس هیدرولیک ایران، ص ۲، دانشگاه گیلان

Abstract

Chute spillways are one of the most efficient hydraulic structures for transferring a large volume of water to downstream in embankment dams where the river bed soil is not strong against water erosion. flow is generally supercritical in This type of spillway and due to the high velocity flow is turbulent. Thus, in the simulation, turbulence modeling is of great importance. This research leading to study the different turbulence models in chute spillways. Fluent software is used for simulation the flow. This software uses the finite volume method to solve the governing equations. Volume of fluid (VOF) method used for free surface simulation. Standard $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$, Realizable $k-\epsilon$, standard $k-\omega$ and SST $k-\omega$ turbulence models are compared. These models have been tested for three different discharge and static pressure values at 660 sections, velocities at 18 sections and the water surface profile along the chute, is measured. In order to check the accuracy of the results the experimental model of the Azad Dam on river embankments Cham in Kurdistan is used. The results show that standard $k-\omega$ and $k-\omega$ SST models are closer to the experimental data. $K-\epsilon$ models have poor performance in the near wall region where the velocity of flow locally reduced. In the next step, Flow condition on three aerator placed on chute were studied. The $k-\omega$ SST model offers better results. This model act similar to standard $k-\omega$ model near walls and similar to standard $k-\epsilon$ model away from the walls. So, $k-\omega$ SST model has a better performance in comparison with other models.

Keywords: Chute spillways, Turbulence model, Numerical modeling, Volume of fluid method (VOF), Fluent software



Shahrood University of Technology

Department of Civil engineering

**Investigate and determine the appropriate turbulence model
for flow modeling on the chute spillways**

Hossein Soleimani

Supervisor:

Dr. Ramin Amini

Associate Supervisor:

Dr. Mahdi Adjami

September 2013