

بررسی جامع عددی تفاوت میان ضرایب آیرودینامیکی یک ایرفویل کلاسیک متقارن با دو فرض جریان گذار و جریان تماماً آشفته در هر دو رژیم تراکم ناپذیر و تراکم پذیر

در مقاله پیش رو دقت مدل آشفتگی دو معادله‌ای $K-\omega$ SST و مدل گذار $K-\omega$ Transition در تسخیر فیزیک آیرودینامیک خارجی حول ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ یا در اصطلاح NACA0012 در هر دو رژیم تراکم ناپذیر (با عدد رینولدز ۶ میلیون) و تراکم پذیر (با اعداد ماخ ۰/۳ الی ۰/۹ و اعداد رینولدز ۱ میلیون الی ۱۰۰ میلیون) بررسی دقیق شده اند تا با مقایسه نتایج بتوان اختلاف میان فرض جریان تماماً آشفته با فرض جریان گذار (جریان ترکیبی تماماً آرام+ ناحیه گذار+ جریان تماماً آشفته) بر روی ضرایب آیرودینامیکی را به درستی مشخص نمود. در همین راستا تعداد قابل توجهی از حساسیت سنجی‌ها مشتمل بر تغییر در عدد ماخ جریان آزاد (در رژیم تراکم پذیر)، عدد رینولدز جریان آزاد، تغییر در زاویه حمله جریان برخوردی، تغییر در تراکم شبکه محاسباتی و تغییر در شدت آشفتگی جریان آزاد هستند. در هر تحلیل سعی شده است تا حساسیت نقطه وقوع گذار و پارامترهای تاثیر گذار بر آن در نتایج عددی حاصله و میزان انطباق نتایج بر مبانی تفوریک منتشره در خصوص فیزیک گذار^۲ و نیز پارامترهای تاثیر گذار بر روی اندازه برآ، پسا، شیب منحنی برآ، توزیع فشار و ضرایب برآ و پسای اصطکاکی و فشاری این ایرفویل مورد بررسی دقیق قرار گیرند. کلیه نتایج به دست آمده در این مقاله و استنتاج های به عمل آمده از روی نتایج عددی، با تعداد زیادی از نتایج منتشره در مقالات معتبر مقایسه دقیق شده اند.

مهدی صنّعی نژاد^۱

کارشناسی ارشد

واژه‌های راهنما: فرآیند گذار، ایرفویل کلاسیک متقارن، ضرایب آیرودینامیکی، جریان تراکم ناپذیر، جریان تراکم پذیر

۱- مقدمه

بررسی خصوصیات آیرودینامیکی سطوح ایرفویلی از اهمیت قابل توجهی هم در آیرودینامیک خارجی و هم در آیرودینامیک داخلی برخوردار است. از مهمترین کاربردهای سطوح ایرفویلی می توان به طراحی سطوح برآزا نظیر بالهای ثابت / متحرک و سطوح کنترلی / بالک های یک هواپیما / بالگرد / موشک، پروفیل های به کار رفته در طراحی و ساخت سطوح فن / کمپرسور و توربین موتورهای هوانفسی، پره های دوآر توربین های

^۱ کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک، گرایش تبدیل انرژی، پژوهشکده مبین، تهران CFD_Group@Yahoo.Com

^۲ Transition

بادی و امثال آن اشاره نمود. یکی از مشکلاتی که محققین در بسیاری از تست‌های تجربی تونل باد یا تست‌های پروازی و یا تحلیل‌های عددی CFD با آن دست به گریبان می‌باشند، استفاده از فرضیات جریان تماماً آرام و یا تماماً آشفته (به واسطه عدم تشابه عدد رینولدز ناشی از مدل مقیاس شده بسیار کوچک در تست‌های تجربی تونل باد) و چه در تحلیل‌های عددی (به واسطه استفاده گسترده از فرض جریان تماماً آشفته) می‌باشد که در برخی شرایط، منجر به بروز خطای قابل توجه در بسیاری از کمیت‌های آیرودینامیکی سطوح تحت بررسی شده است که توجه به عوامل به وجود آورنده این خطا و روش‌های کاهش آنها از اهمیت بالایی مهندسی بالاخص در رژیم‌های تراکم‌پذیر برخوردار می‌باشند.

وقوع گذار از حالت جریان تماماً آرام^۱ به حالت جریان تماماً آشفته^۲ از آن دسته پدیده‌هایی است که کمتر در تست‌های تجربی و یا تحلیل‌های عددی به آن توجه می‌شود. به وفور در بسیاری از تحلیل‌های عددی مشاهده می‌شود که در بهترین شرایط از فرض جریان تماماً آشفته نهفته در دل مدل‌های آشفتگی قدرتمند (نظیر نسخه‌های مختلف مدل $K-\epsilon$ و یا مدل اخیراً توسعه یافته $K-\omega$ SST) استفاده می‌شود. این امر اگرچه می‌تواند در اعداد رینولدز بسیار بالا، فرض نسبتاً مناسبی در تحلیل جریان محسوب شود، لیکن حتی در همان اعداد بسیار بالا، به واسطه اثرات قابل توجه لزجت سیال بالاخص در نواحی ابتدایی صفحه (به واسطه پایین بودن عدد رینولدز موضعی جریان) با جریانی کاملاً آرام مواجه شود که تداخل فرض جریان تماماً آشفته نهفته در این معادلات با فیزیک جریان آرام / یا گذار واقع در نواحی ابتدایی صفحه می‌تواند خطای قابل توجهی را در برخی ضرایب آیرودینامیکی باعث شود.

نظیر همین مشکلات در تحلیل‌های انجام شده برای سطوح ایرفویلی مشاهده می‌شود که منجر به بروز خطا در کمیت‌های آیرودینامیکی محاسبه شده برای این سطوح ایرفویلی نظیر اندازه برآ، پسا، توزیع فشار و مرکز فشار، موقعیت برهمکنش میان شوک و لایه مرزی (بالاخص در رژیم گذر صوت)، موقعیت گذار لایه مرزی، موقعیت جدایش جریان و توزیع تنش برشی بر روی این سطوح خواهد شد. این خطا تنها در صورتی مرتفع شده (و یا حداقل تقلیل خواهند یافت) که موقعیت گذار از حالت آرام به آشفته و طول ناحیه گذار به درستی تعیین شده و در هر ناحیه، بسته به فیزیک جریان، از معادلات حاکم بر آن ناحیه استفاده شود [۱].

در ادامه این مقاله به پارامترهای تاثیرگذار بر روی طول ناحیه آرام و طول ناحیه گذار اشاره شده است. در این مقاله به بررسی اختلاف میان نتایج تحلیل عددی جریان حول ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ در شرایطی که در آن از فرض جریان تماماً آشفته استفاده شده است در مقایسه با نتایج عددی که در آن از فرض جریان گذار (جریان ترکیبی سه رژیم آرام + گذار + آشفته) استفاده شده است، پرداخته شده است. بدین منظور دقت نتایج عددی مدل تماماً آشفته $K-\omega$ SST (یکی از معتبرترین مدل‌ها برای جریان‌های تماماً آشفته) و مدل گذار $K-\omega$ Transition (مدل مناسب برای جریان‌های سه رژیم آرام، گذار و تماماً آشفته) در تسخیر فیزیک آیرودینامیک خارجی حول ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ با یکدیگر مقایسه شده و به منظور مشخص شدن اختلاف میان این دو فرض و خطراتی که استفاده از فرض جریان تماماً آشفته ممکن است دقت نتایج تحلیل‌های بعدی را تهدید نماید، تعداد قابل توجهی از حساسیت‌سنجی‌های نتایج

^۱ Fully Laminar

^۲ Fully Turbulent

عددی نسبت به مهمترین پارامترهای تاثیرگذار بر روی خصوصیات آیرودینامیکی این ایرفویل انجام شده اند. این حساسیت سنجی‌ها مشتمل بر تغییر در عدد ماخ جریان آزاد، عدد رینولدز جریان آزاد، تغییر در زاویه حمله جریان برخوردی و نیز تغییر در شدت آشفتگی جریان آزاد می باشند. در این تحلیل ها نسبت به بررسی حساسیت نقطه وقوع گذار و پارامترهای تاثیر گذار بر آن در نتایج عددی و میزان انطباق آنها بر مبانی تئوریک منتشره در خصوص فیزیک گذار و نیز میزان تاثیر پارامترهای جریانی بر روی اندازه برآ، پسا، شیب منحنی برآ، توزیع فشار و ضرایب برآ و پسای اصطکاکی و فشاری این ایرفویل اقدام شده است.

این مقاله از چهار بخش اصلی تشکیل شده است؛ در بخش اول، مبانی فیزیک حاکم بر جریان های گذار، نقش لکه های آشفتگی در بروز خاصیت تناوبی^۱ و پارامترهای تاثیرگذار بر روی گذار (بالاخص اثرات گرادیان فشار و تراکم پذیری و شدت آشفتگی جریان آزاد) به تفصیل مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در بخش دوم، معادلات حاکم بر میدان جریان (معادلات RANS حاکم بر جریان‌های آشفته و تقریب بوزینسک) و معادلات انتقالی حاکم بر کمیت های آشفتگی (در مدل $K\omega$ -SST) و نیز معادلات حاکم بر انتقال خاصیت تناوبی (در مدل $K\omega$ -Transition) مورد توجه قرار گرفته‌اند. در بخش سوم، نتایج حاصل از تحلیل جریان تراکم ناپذیر حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در عدد رینولدز ۶ میلیون (به عنوان عدد رینولدز نزدیک به شرایط پروازی عمده پرنده های سرعت پایین نظیر هواپیماهای کوچک ملخی و یا گلایدرها، ملخ توربین های بادی و امثالهم) در زوایای حمله ۲۰- الی ۲۰+ درجه ارائه شده است؛ در تحلیل‌های ارائه شده سعی شده است که تاثیرات فرض جریان گذار و فرض جریان تماماً آشفته به صورت مجزا بر روی منحنی قطبی پسا^۲ و وقوع واماندگی^۳ ضریب برآ و رشد لایه مرزی و وقوع جدایش جریان در زوایای حمله مختلف و شدت‌های مختلف آشفتگی مورد بررسی قرار گیرند. در بخش چهارم نیز به بررسی نتایج عددی حاصل از تحلیل میدان جریان از رژیم زیرصوت تا رژیم گذرصوت (اعداد ماخ ۰/۳ الی ۰/۹ و اعداد رینولدز ۱ میلیون تا ۱۰۰ میلیون و زوایای حمله ۰ الی ۵ درجه) پرداخته شده است؛ در هر تحلیل نسبت به تفسیر نتایج حاصله و مقایسه نتایج حاصله با نتایج عددی موجود در مراجع معتبر اقدام شده است. با توجه به برخی ابهامات موجود در خصوص نتایج عددی به دست آمده در رژیم جریان گذرصوت، در بخش چهارم مقاله نیز به بررسی نتایج عددی حاصل از تحلیل میدان فقط در محدوده رژیم گذرصوت پرداخته شده است. در این قسمت، سعی شده است تا با مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی موجود برای سه وضعیت مختلف جریانی در رژیم گذرصوت، اثرات برهمکنش میان شوک و لایه مرزی بر روی فرآیند گذار و اختلافات میان نتایج با نتایج معتبر عددی به تفصیل مورد توجه قرار گیرند. کلیه نتایج به دست آمده در این مقاله و به تبع آن استنتاج های به عمل آمده از روی نتایج عددی، با تعداد زیادی از نتایج منتشره در مقالات معتبر مقایسه شده اند.

^۱ Intermittency

^۲ Drag Polar

^۳ Stall

۲- مروری بر برخی تحقیقات پیشینیان

در این قسمت به بررسی برخی از تحقیقات تجربی یا عددی انجام شده توسط محققین در حوزه جریان حول ایرفویل‌های کلاسیک (بالاخص در بحث مورد نظر) پرداخته شده است.

- گریگوری و همکاران [۲]، در سال (۱۹۷۳)، اقدام به تست تونل باد دو مقطع ایرودینامیکی NPL9615 و ناکای سری ۰۰۱۲ در لابراتوار ملی فیزیک انگلستان NPL نمودند. در این تست‌ها، ضرایب ایرودینامیکی برآ و پسا و ممان پیچینگ و نیز توزیع فشار این دو مقطع ایرودینامیکی در محدوده اعداد ماخ ۰/۳ الی ۰/۸۵ اندازه گیری و در جداول مناسب ثبت شدند.
- جیمسون و همکاران [۳]، در سال (۱۹۸۵)، با استفاده از یک کد دوبعدی حجم محدود^۱ و استفاده از شبکه بی سازمان و استفاده از روش های چند شبکه ای^۲، اقدام به تحلیل جریان حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در رژیم گذر صوت و با فرض جریان تماماً آشفته نمودند.
- مک کروسکی و همکاران [۴]، در سال (۱۹۸۷)، اقدام به جمع آوری و دسته بندی و تحلیل نتایج تست های تجربی انجام شده بر روی مقطع ایرفویلی ناکای سری ۰۰۱۲ در بیش از ۴۰ تونل باد معتبر دنیا و سپس بررسی خصوصیات ایرودینامیکی گزارش شده در هر تست نمودند؛ با توجه به پراکندگی گسترده مشاهده شده در نتایج به دست آمده در تونل های مختلف دنیا، تیم مک کروسکی و همکاران اقدام به تجزیه و تحلیل نتایج و بررسی عوامل به وجود آورنده خطا در هر تست نمودند. نتایج تست های تونل باد مورد بررسی توسط این تیم، مشتمل بر طیف وسیعی از اعداد ماخ (از زیر صوت تا گذر صوت) و طیف وسیعی از اعداد رینولدز (از چندصد هزار تا چندصد میلیون) می باشد و از همین رو نتایج این تیم از اعتبار بالایی در صحنه گذاری تست های تونل باد دیگر محققین و نیز نتایج عددی به دست آمده توسط سایرین در محدوده جریانی اشاره شده برخوردار می باشند.
- ماکسیمیوک و همکاران [۵]، در سال (۱۹۸۷)، اقدام به ارائه کد محاسباتی ARC2D که یک کد محاسباتی دوبعدی اختلاف محدود^۳ برای جریان لزج تماماً آشفته مجهز به مدل بالدوین - لوماکس^۴ بود، نمودند. در نتایج تحلیل های عددی تماماً آشفته ارائه شده در این مقاله، ۱۰ شرایط مختلف جریانی (اعداد ماخ ۰/۵ الی ۱/۱ و زوایای حمله مختلف) مورد تحلیل عددی قرار گرفته و خصوصیات ایرودینامیکی به دست آمده با فرض جریان تماماً آشفته، با نتایج تجربی معتبر موجود مورد مقایسه قرار گرفته اند.
- آریاس و همکاران [۶]، در سال (۲۰۰۷)، با استفاده از روش عددی حجم محدود اقدام به تحلیل جریان حول ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ در اعداد ماخ گذر صوت (۰/۸ الی ۱/۲) و زوایای حمله مختلف پرداخته و در هر یک از تحلیل ها، توزیع ضریب فشار و نیز پارامترهای تاثیرگذار بر روی همگرایی روش عددی به کار رفته مورد بررسی قرار گرفته اند. لیکن به واسطه استفاده از

^۱ Finite Volume

^۲ Multi Grid

^۳ Finite Difference

^۴ Baldwin-Lomax

معادلات غیرلزج اوپلری، در هیچ یک از تحلیل های انجام شده، اقدامی در خصوص تسخیر اثرات لزجت و بررسی نحوه تشکیل لایه مرزی صورت نگرفته و تحلیل های انجام شده تماماً غیرلزج می باشند.

- بارتز و همکاران [۷]، در سال (۲۰۰۸)، با استفاده از روش المان محدود گالرکین^۱ و تلفیق ویسکوزیته مجازی^۲ و شبکه تطبیقی^۳ نسبت به تحلیل عددی میدان جریان حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در اعداد ماخ گذر صوت و مافوق صوت (از عدد ماخ ۰/۸ الی ۲) اقدام نموده است. نکته جالب در نتایج وی در این است که در بخش هایی که مربوط به رژیم گذر صوت و قاعدتاً برهمکنش میان شوک و لایه مرزی می باشد، تنها به بررسی نتایج جریان غیرلزج پرداخته شده است و تحلیل های لزج تنها معطوف به عدد ماخ ۲ می باشد. بنابراین جزء در تحلیل اشاره شده، در مابقی نتایج وی هیچ اثری از اثرات لزجت (لایه مرزی) و به تبع آن برهمکنش میان شوک و لایه مرزی مشاهده نمی شود.

۳- دلایل بدیع بودن نتایج مندرج در این مقاله

همانطور که اشاره شد عمده فعالیت های صورت گرفته بر روی تحلیل عددی جریان حول مقطع ایرفویلی ناکای سری ۰۰۱۲ معطوف به فرضیات جریان غیرلزج و یا جریان تماماً آشفته می باشد. در تست های تونل باد انجام شده نیز که مشتمل بر حضور هر سه رژیم جریانی آرام، گذار و تماماً آشفته در داخل لایه مرزی آنها می باشد، بررسی خاصی بر روی فرآیند گذار و عوامل تاثیرگذار بر روی نقطه وقوع گذار و طول ناحیه گذار صورت نگرفته است. در مقاله پیش رو، برای اولین بار سعی شده است تا با استفاده از قابلیت های مدل تماماً آشفته و بسیار قدرتمند $K\omega$ -SST و مدل گذار $K\omega$ -Transition نسبت به بررسی خصوصیات آیرودینامیکی جریان لزج حول ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ در رژیم تراکم ناپذیر (در عدد رینولدز ۶ میلیون) و رژیم تراکم پذیر زیرصوت تا گذر صوت (در اعداد ماخ ۰/۳ الی ۰/۹ و اعداد رینولدز یک میلیون الی یکصد میلیون) و زوایای حمله مختلف پرداخته شود. در کنار این حساسیت سنجی ها، حساسیت پاسخ این مدل ها نسبت به تغییر در تراکم شبکه محاسباتی و تغییر در شدت آشفتگی جریان آزاد نیز مورد توجه قرار گرفته است. در هر تحلیل سعی شده است که پارامترهای تاثیرگذار بر روی خصوصیات جریانی و بالاخص بر روی پارامترهای مرتبط با لایه مرزی (چه لایه مرزی تماماً آشفته و چه لایه مرزی مواجه با گذار) مورد بررسی قرار گرفته و خطاهایی را که فرض جریان تماماً آشفته در تحلیل های عددی متصور می باشد، به دقت مورد توجه قرار گیرند. در تحلیل های انجام شده، سعی شده است تا تغییرات ضریب فشار، ضریب برآ و ضریب پسا، منحنی قطبی پسا، ضخامت جابجایی δ^* ، شیب منحنی برآ $\beta dC_L/d\alpha$ ، ضریب پسا در برآ صفر C_{D0} ، ضخامت ممنوم Re_{θ} نسبت به تغییر در زوایای حمله، اعداد رینولدز و اعداد ماخ جریان آزاد به طور

^۱ Galerkin Finite Element

^۲ Artificial Viscosity

^۳ Adaptive Grid

گسترده ای مورد توجه و بررسی قرار گیرند. پیش از ارائه مطالب مربوطه، سعی شده است که توصیف نسبتاً جامعی از فیزیک فرآیند گذار و پارامترهای دخیل در آن ارائه شود.

۴- شرحی بر مقطع ایرفویلی ناکای سری ۰۰۱۲

مقاطع ایرفویلی ناکا، مقطعی دو بعدی می باشند که از گذشته به عنوان مقاطع هندسی مبنا، برای صحنه گذاری بر نتایج مطالعات تجربی در تست های تونل باد / تونل آب و نیز در تحلیل های عددی CFD مورد استفاده قرار می گیرند. ناکای سری ۰۰۱۲ در زمره مقاطع ایرفویلی ۴ رقمی می باشد که نتایج به دست آمده از تحلیل های آیرودینامیکی حول این مقطع در طیف وسیعی از اعداد رینولدز و اعداد ماخ در مقالات و کتب فنی مختلف مورد بحث و بررسی قرار گرفته است و به واسطه تکرارپذیری نتایج به دست آمده، از این نتایج به عنوان نتایج مبنا در تحلیل های عددی و تست های تجربی (چه در مباحث آیرودینامیکی و چه در مباحث هیدروینامیکی) استفاده می شود. در سری مقاطع ایرفویلی چهار رقمی، رقم اول بیانگر میزان انحنای^۱ ماکزیمم مقطع ایرفویلی بر حسب درصدی از طول وتر ایرفویل می باشد؛ رقم دوم بیانگر موقعیت نقطه دارای ماکزیمم انحنای مقطع ایرفویلی بر حسب دهم طول وتر (اندازه گیری شده نسبت به لبه حمله ایرفویل) و دو رقم آخر نیز بیانگر اندازه ماکزیمم ضخامت بر حسب درصدی از طول وتر می باشد. شماتیکی از این مقطع ایرفویلی در قسمت های بعدی نشان داده شده است.

بخش اول: اهمیت توجه به فیزیک حاکم بر فرآیند گذار بالاخص در تحلیل های عددی

حالت گذار، در واقع حالتی واسط میان دو شرایط حدی تماماً آرام و تماماً آشفته بوده و در واقع پلی واسط میان این دو شرایط برای عبور کمیت های جریانی از سمت جریان تماماً آرام بالادستی به سمت جریان تماماً آشفته پایین دستی است. با توجه به این حقیقت بسیار مهم که هر جریان عبوری از روی یک سطح و یا از درون یک مجرا (مثلاً از داخل یک لوله، داکت و یا کانال)، پیش از رسیدن به حالت تماماً آشفته، به هر حال بایستی از هر دو فاز جریان آرام و به دنبال آن جریان گذار عبور نماید، لذا بروز هر گونه خطا در مدل نمودن ناحیه گذار و بالاخص چشم پوشی نمودن از این ناحیه - که متأسفانه این مورد آخری به شیوه رایجی در میان محققین امر فعال در هر دو حوزه تحلیل های عددی و تست های تجربی بدل شده است - می تواند منجر به ارائه مقادیر نادرستی برای کمیت های جریانی چه در قسمت آرام و چه در قسمت گذار و حتی در قسمت تماماً آشفته میدان جریان شود. توجه به این امر زمانی اهمیت می یابد که بدانید بسیاری از مدل های آشفتگی ارائه شده، همانند مدل های قدیمی از نسل $K-\epsilon$ و حتی مدل های نوظهور و قدرتمندی همچون مدل $K-\omega$ SST، تنها برای نواحی تماماً آشفته میدان جریان معتبر بوده و ضرایب بستگی به کار گرفته شده در این مدل ها عمدتاً با استفاده از نتایج معتبر تجربی موجود در نواحی تماماً آشفته تعیین مقدار و تنظیم (به اصطلاح کالیبره) شده اند. بنابراین استفاده از یک مدل تماماً آشفته برای تحلیل تمامی نواحی میدان جریان از بالادست تا پایین دست جریان (چه در اطراف اجسام و چه درون مجراها)، می تواند در تعیین کمیت های جریانی نظیر پسای اصطکاکی وارده، نرخ انتقال حرارت یا انتقال جرم از سطوح دیواره،

^۱ Camber

موقعیت محل جدایش جریان، موقعیت شوک و قدرت شوک احتمالی بالاخص در جریان های گذر صوت و غیره خطاهایی را به دنبال داشته باشد. عدم توجه به نقطه شروع گذار و طول ناحیه گذار و از همه مهمتر پارامترهای تاثیرگذار بر روی آنها منجر به آن خواهد شد که حتی با استفاده از دقیق ترین مدل های آشفتگی، تعیین یک پارامتر ساده مانند ضریب پسای اصطکاکی برای جریان ساده ای نظیر جریان عبوری از روی یک صفحه تخت با خطاهای قابل توجهی همراه شود. از پارامترهای تاثیرگذار بر روی فرآیند گذار می توان به عدد رینولدز جریان آزاد، شدت آشفتگی جریان بالادستی، گرادیان فشار میدان جریان اطراف سطوح، عدد ماخ، میزان انتقال حرارت از سطوح و زبری سطوح اشاره نمود.

۵- اهمیت توجه به مسأله گذار در سطوح ایرفویلی

سطوح ایرفویلی و بالاخص پره های به کار گرفته شده در سطوح برآزای هواپیماها، بالگردها و امثال آن، پره روتورها و استاتورهای توربوماشین ها و پره های توربین های بادی و آبی اغلب با طیف وسیعی از گرادیان خواص فیزیکی (بالاخص با گرادیان فشار در هر دو جریان تراکم ناپذیر و تراکم پذیر و نیز گرادیان ماخ در جریان های تراکم پذیر) مواجه بوده و عمدتاً نیز با برهمکنش های متعدد جریانی (نظیر برهمکنش میان جریان برخاستگی^۱ بالادستی با سطوح پایین دستی و یا برهمکنش میان شوک و لایه مرزی) مواجه هستند.

۶- نقش لکه های آشفتگی در پیدایش خاصیت تناوبی و وقوع گذار

در ناحیه گذار جریان، که در واقع ناحیه ای از جریان است که رفتار لایه مرزی در نهایت و پس از طی نمودن این ناحیه از حالت تماماً آرام به حالت تماماً آشفته تغییر می نماید، بخش عمده ای از خصوصیات جریانی با حرکت به سمت پایین دست رفته رفته تغییرات قابل توجهی را از خود بروز می دهند؛ در ناحیه گذار جریان، چنانچه توجه به یک بخش دلخواه از این ناحیه معطوف شود، با توجه به اینکه بخش ابتدایی هر صفحه معمولاً به نوعی گذار طبیعی^۲ را تجربه خواهد نمود (خواه چه در یک طول بسیار کوتاه که در گذار میانبر^۳ جریانی با مقادیر شدید اغتشاشات شدید بالادستی با آن مواجه است و خواه چه در یک طول بلندتر که در جریان های با مقادیر کم اغتشاشات بالادستی با آن مواجه است) و این نوع گذار در واقع از رشد امواج ناپایدار کننده لایه مرزی به وجود می آید [۱]، تجربه نشان داده است که در پایین دست این بخش از جریان (منظور پایین دست بخش ابتدایی صفحه با گذار طبیعی) جریان قطع یقین با نوعی خاصیت تناوبی جریان یا همان خاصیت تناوبی مواجه خواهد شد: یعنی چنانچه توجه را معطوف به نقطه ای در این ناحیه نمود، برای بازه ای از زمان با جریانی کاملاً آرام و برای بازه ای از زمان با جریانی کاملاً آشفته مواجه خواهیم شد! به آن بخش از زمان که جریان در حالت آشفته قرار دارد، می توان عددی تحت عنوان عدد تناوب، که با نماد γ نشان داده می شود، اختصاص داد (به γ اصطلاحاً فاکتور تناوبی^۴ یا تناوب گذار^۱ نیز گفته می شود)؛ وقتی

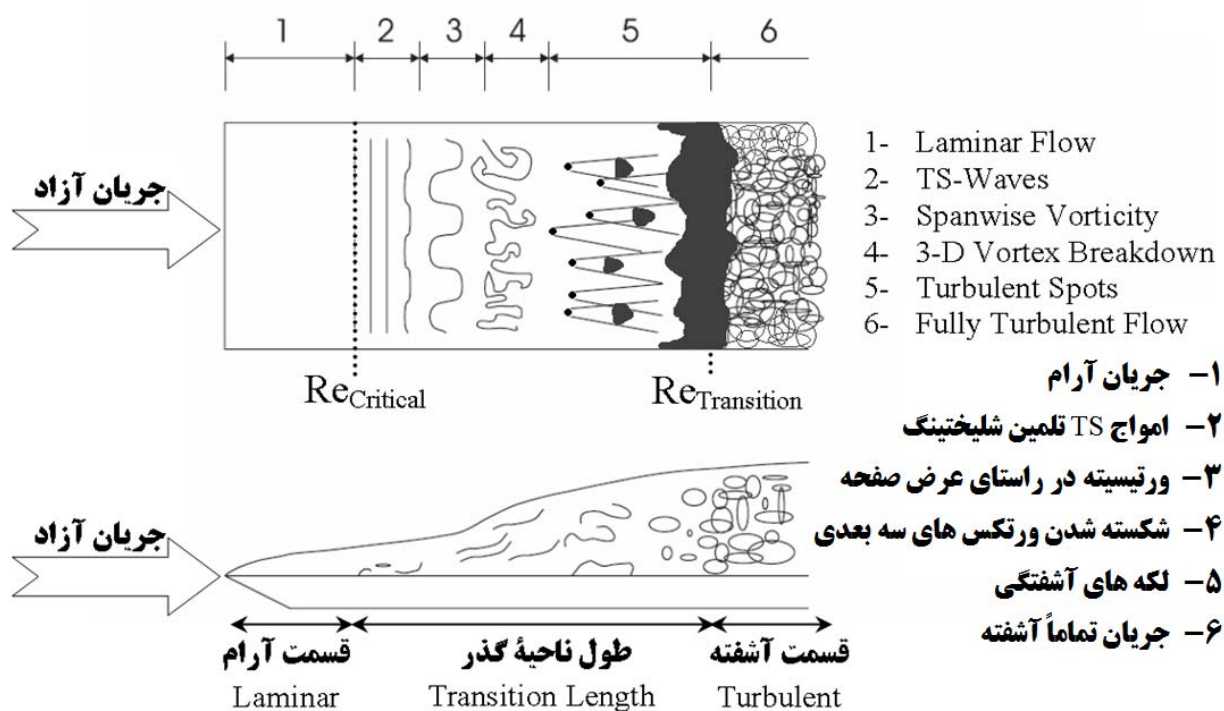
^۱ Wake

^۲ Natural Transition

^۳ Bypass Transition

^۴ Intermittency Factor

جریان کاملاً آرام می باشد، γ برابر صفر فرض شده و وقتی جریان کاملاً آشفته می باشد، γ برابر واحد (یک) فرض خواهد شد.



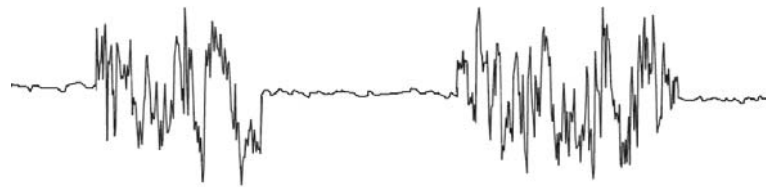
شکل ۱- شماتیکی از فرآیند گذار طبیعی که توسط شلیختینگ و در سال (۱۹۷۹) به تصویر کشیده شده است؛ به عنوان استفاده شده برای هر مرحله و نیز معیارهای $Re_{Critical}$ (نقطه ظهور امواج تولمین - شلیختینگ^۲ T-S) و $Re_{Transition}$ (نقطه اتمام فرآیند گذار) قید شده بر روی شکل توجه نمایند. همانطور که مشاهده می شود، امواج T-S تنها به مراحل میان ظهور تا رشد اولیه امواج تشکیل شده در جریان اطلاق شده و به هیچ عنوان شامل مراحل بعدی رشد امواج اغتشاشی نخواهند بود [۸].

در همین راستا چنانچه بر روی صفحه ای که لایه مرزی گذار بر روی آن تشکیل شده است، یک سنسور بسیار حساس نصب شود (مثلاً یک سنسور اندازه گیری نرخ انتقال حرارت از دیواره مانند یک کاوشگر سیم داغ)، در اینصورت وقوع حالت تناوبی (پالسی) در مقادیر نرخ انتقال حرارت گزارش شده توسط این سنسور را می توان به عبور لکه های آشفتگی^۳ از روی این سنسور مرتبط دانست (بدیهی است به واسطه افزایش نقش ادی های آشفتگی در انتقال حرارت، با عبور قسمت آشفته جریان از روی این سنسور، به صورت لحظه ای، نرخ انتقال حرارت از سنسور مزبور بالا خواهد رفت [۱]). شماتیکی از سیگنال های الکتریکی خروجی از یک سنسور اندازه گیری کننده نرخ انتقال حرارت از دیواره را می توان در شکل (۲) مشاهده نمود؛ همانطور که در این شکل نیز مشاهده می شود، در اثر عبور یک لکه آشفتگی از روی این سنسور، تغییر وضعیت جریان از حالتی آرام و منظم به حالت نامنظم و آشفته کاملاً مشهود است.

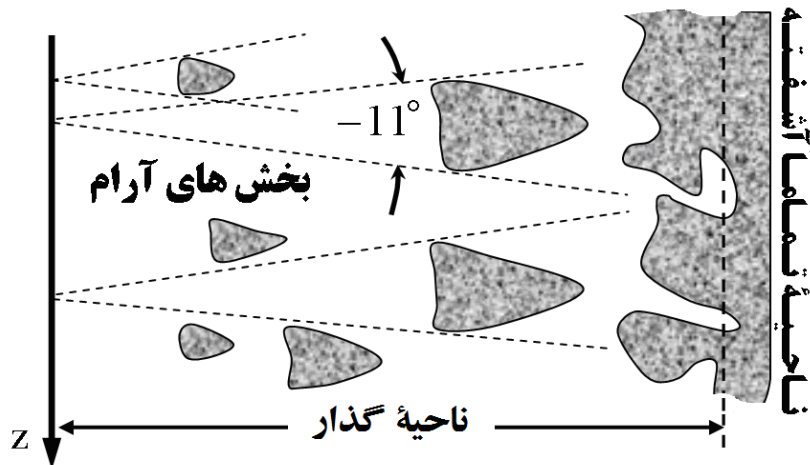
^۱ Transitional Intermittency

^۲ Tollmient Schlichting Waves

^۳ Turbulent Spots



شکل ۲- شماتیکی از سیگنال های ارائه شده توسط سنسور اندازه گیری کننده نرخ انتقال حرارت از دیواره در ناحیه گذار لایه مرزی که بیانگر عبور لکه های آشفتهگی و خاصیت تناوبی ناشی از آن از روی سنسور است [۱].



شکل ۳- شماتیکی از نمای فوقانی نحوه رشد و همپوشانی لکه های آشفتهگی که توسط پاکسون و مایل به تصویر کشیده شده است [۹].

بنابراین همانطور که در شکل (۳) نشان داده شده است، منطقه گذار، ناحیه ای مملو از لکه های آشفتهگی در حال تشکیل/ در حال رشد می باشد که تعداد و وسعت آنها از بالادست جریان به سمت پایین دست افزایش خواهد یافت. همانطور که در این شکل نشان داده شده است، از رشد و همپوشانی لکه های آشفتهگی رشد یافته، ناحیه تماماً آشفته جریان در پایین دست تشکیل می شود.

با توجه به اینکه در این مقاله به بررسی خصوصیات میدان جریان در اطراف ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ پرداخته شده است، بدیهی است که پیش از انجام تحلیل های عددی، بایستی تاثیر گرادیان فشار، تاثیر شدت اغتشاش جریان بالادستی و نیز تاثیر تراکم پذیری بر روی فرآیند گذار و بالاخص نقطه وقوع گذار و طول ناحیه گذار به دقت تشریح گردند. در همین راستا، به عنوان یک قرارداد، نقطه شروع گذار را به نقطه ای در طول صفحه اطلاق خواهیم نمود که اولین لکه های آشفتهگی در آن تشکیل شده باشند و طول ناحیه گذار نیز به فاصله میان این نقطه تا یک مرز فرضی اطلاق می شود که از آن به بعد، جریان تماماً آشفته خواهد بود.

۷- تاثیر گرادیان فشار بر روی وقوع گذار جریان

گرادیان فشار موجود در طول مسیر جریان، تاثیر به سزایی بر روی نقطه شروع گذار و نیز طول ناحیه گذار خواهد داشت. معمولاً " گرادیان فشار مطلوب " ^۱ تاثیر پایدارکننده ای بر روی جریان داشته و از همین

^۱ Favorable Pressure Gradient (FPG)

روست که تحت تاثیر گرادیان فشار مطلوب، نقطه شروع گذار به نواحی پایین دست تر منتقل خواهد شد؛ به عکس در شرایط "گرادیان فشار معکوس (نامطلوب)"^۱، به واسطه اثرات ناپایدارکننده این نوع جریان، نقطه شروع گذار به سمت نواحی بالادستی جریان منتقل شده و همین امر در نهایت منجر به کاهش طول ناحیه گذار نیز خواهد شد.

در سال (۱۹۹۶)، "استیلانت و دیک" رابطه (۱) را برای نسبت نرخ تولید لکه های آشفتگی در شرایط گرادیان فشار مخالف صفر به همین نرخ در شرایط گرادیان فشار مساوی صفر، $(\hat{n}\sigma)_{ZPG}/\hat{n}\sigma$ ، ارائه نمودند [۱۰]:

$$\frac{\hat{n}\sigma}{(\hat{n}\sigma)_{ZPG}} = \begin{cases} (474\mathfrak{S}^{-2.9})^{1-\exp[2 \times 10^6 K_t]} & K_t < 0 \\ 10^{-3227 K_t^{0.5985}} & K_t > 0 \end{cases} \quad (1)$$

نقطه شروع گذار نیز با استفاده از رابطه (۲) بر حسب شرایط جریانی بالادستی تعیین می شود:

$$\text{Re}_{\theta,t} = (120 + 150\mathfrak{S}^{-2/3}) \coth(4.0(0.3 - K_t \cdot 10^5)) \quad (2)$$

که در آن، $K_t = (v/U^2)(dU/dx)$ کمیتی بدون بعد و بیانگر مینیمم مقدار پارامتر شتاب در پایین دست ناحیه با گرادیان فشار معکوس بوده (که در آن K_t به نوعی بیان کننده اثر گرادیان سرعت می باشد) و \mathfrak{S} نیز بیانگر اندازه شدت جریان آزاد در نقطه شروع گذار است. همچنین زیرنویس ZPG بیانگر مقدار کمیت در شرایط گرادیان فشار مساوی صفر است. $(\hat{n}\sigma)_{ZPG}$ نیز از رابطه (۳) به دست می آید:

$$\hat{n}\sigma = 1.8 \times 10^{-11} \mathfrak{S}^{7/4} \quad (3)$$

در سال (۲۰۰۲)، سوزن و همکاران وی این روابط را اصلاح نمودند [۱۰]؛ آنها برای جریان هایی که در معرض گرادیان فشار مخالف صفر قرار می گیرند، رابطه (۴) را ارائه نمودند:

$$\frac{\hat{n}\sigma}{(\hat{n}\sigma)_{ZPG}} = \begin{cases} M [1 - \exp[0.75 \times 10^6 K_t \mathfrak{S}^{-0.7}]] & K_t < 0 \\ 10^{-3227 K_t^{0.5985}} & K_t > 0 \end{cases} \quad (4)$$

که در آن:

$$M = 850\mathfrak{S}^{-3} - 850\mathfrak{S}^{-0.5} + 120 \quad (5)$$

در رابطه (۴)، پارامتر شتاب، $K_t = (v/U^2)(dU/dx)$ ، در نقطه شروع گذار جریان محاسبه می شود.

^۱Adverse Pressure Gradient (APG)

۸- بررسی تاثیرات تراکم پذیری بر روی وقوع گذار جریان

در سال (۱۹۵۸)، جیمز نشان داد که زمانی که عدد ماخ جریان افزایش داده می‌شود، انتشار لکه های آشفستگی افزایش می یابد، لیکن نرخ رشد طولی آنها کاهش می یابد. کلارک و همکاران وی نیز در سال (۱۹۹۴) توانستند با استفاده از اندازه گیری نرخ انتقال حرارت لکه های آشفستگی طبیعی تشکیل شده بر روی یک دیواره، دریابند که با افزایش عدد ماخ جریان، زاویه گسترش لکه ها کاهش می یابد و حال آنکه رشد در راستای جریان تقریباً ثابت باقی خواهد ماند.

۹- اثر تراکم پذیری بر روی نقطه شروع گذار

در سال (۱۹۶۹)، "زیسینا - مولوژن و کوزنتسوا" دریافتند که شروع گذار جریان به صورت تابعی از عدد ماخ جریان آزاد به تاخیر خواهد افتاد؛ آنها رابطه (۶) را برای تاثیر تراکم پذیری بر روی نقطه شروع گذار ارائه نمودند:

$$\frac{Re_{x_t}(Ma)}{Re_{x_t}(Ma=0)} \sim 1 + 0.38Ma^{0.6} \quad (6)$$

بیانگر عدد رینولدز مربوط به نقطه شروع گذار در شرایط جریان تراکم ناپذیر می باشد. $Re_{x_t}(Mach=0)$

۱۰- اثر تراکم پذیری بر روی طول ناحیه گذار

در سال (۱۹۷۱)، چن و تایسون یک رابطه تجربی برای بیان رابطه موجود میان عدد رینولدز بر مبنای طول ناحیه گذار، Re_{L_t} و عدد رینولدز مربوط به نقطه شروع گذار، Re_{x_t} ارائه نمودند:

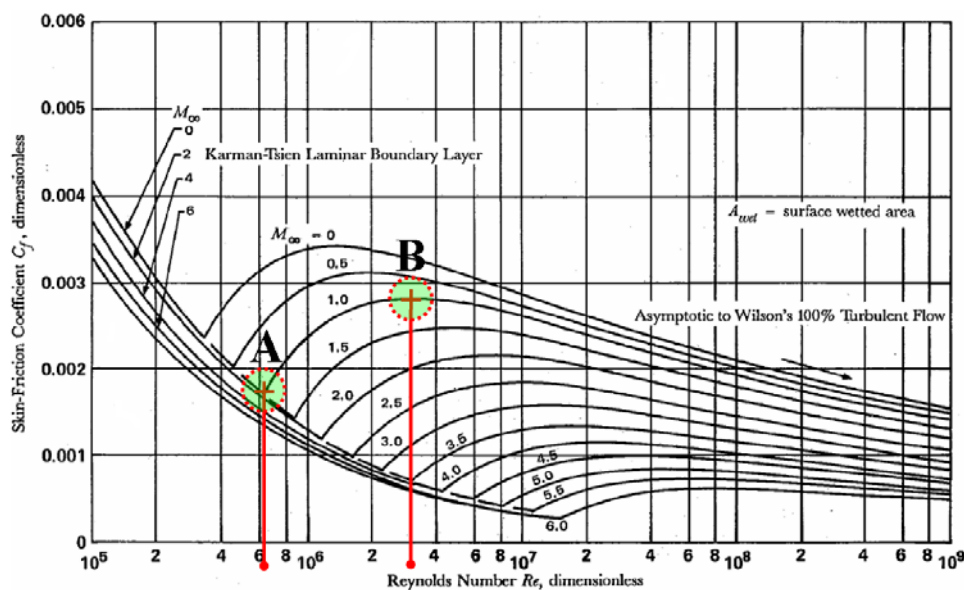
$$Re_{L_t} = H Re_{x_t}^{0.67} \quad (7)$$

که در آن ضریب H وابسته به عدد ماخ جریان آزاد می باشد:

$$H = 60 + 4.68Ma^{1.92} \quad (8)$$

روابط (۷) و (۸) بر مبنای آزمایشات تجربی به دست آمده و برای محدوده اعداد ماخ ۰ تا ۵ معتبر می باشند؛ با این وجود تحقیقات "بویل و سیمون" در سال (۱۹۹۵) حاکی از آن است که تنها برای اعداد ماخ بزرگتر از ۲ نیاز به اصلاح نرخ تولید لکه های آشفستگی احساس می شود.

همانطور که در شکل (۴) برای جریان عبوری از روی یک صفحه تخت مشاهده می شود، چنانچه در هر عدد ماخ، فاصله میان نقطه شکستگی A تا نقطه اوج B را به عنوان معیاری تقریبی از طول ناحیه گذار معرفی نماییم، در اینصورت به سادگی صحت وابستگی این طول به عدد ماخ جریان آزاد (افزایش این طول با افزایش عدد ماخ جریان آزاد) مشخص خواهد شد.



شکل ۴ - شماتیکی از وابستگی طول ناحیه گذار (فاصله میان نقاط A تا B) به عدد ماخ جریان آزاد برای جریان عبوری از روی یک صفحه تخت؛ به افزایش این طول در اعداد ماخ بالاتر توجه نمایید [۱].

۱۱- اثر شدت آشفتگی جریان آزاد بر روی نقطه شروع گذار

"هال و گیبینگز" رابطه ای عمومی برای این نقطه بر مبنای عدد رینولدز بر مبنای ضخامت ممنتوم در محل شروع گذار جریان، Re_{θ_t} ، و سطح آشفتگی متوسط جریان $\bar{\zeta}$ (متوسط گیری شده میان لبه حمله صفحه تا نقطه شروع گذار و ارائه شده بر حسب درصد) ارائه نمودند:

$$Re_{\theta_t} = 190 + \exp[6.88 - 1.03\bar{\zeta}] \quad (9)$$

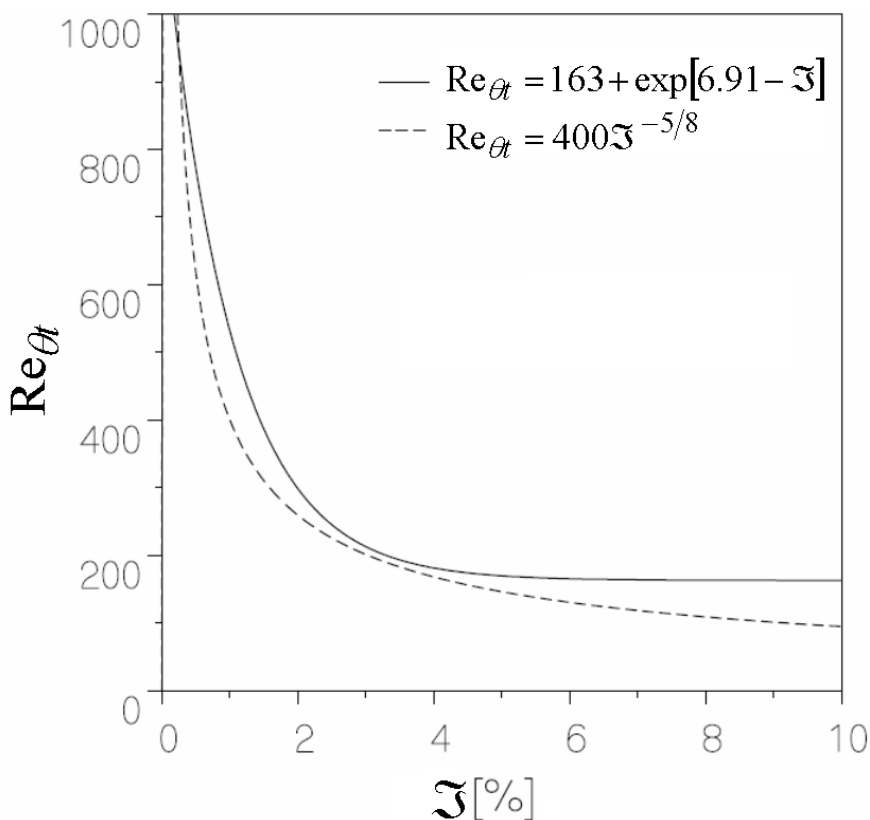
در سال (۱۹۹۱)، "ابوغنام و شاو" رابطه فوق را با استفاده از آخرین داده های تجربی موجود تا آن زمان اصلاح نموده و رابطه جدیدی برای تعیین نقطه شروع گذار جریان ارائه نمودند:

$$Re_{\theta_t} = 163 + \exp[6.91 - \bar{\zeta}] \quad (10)$$

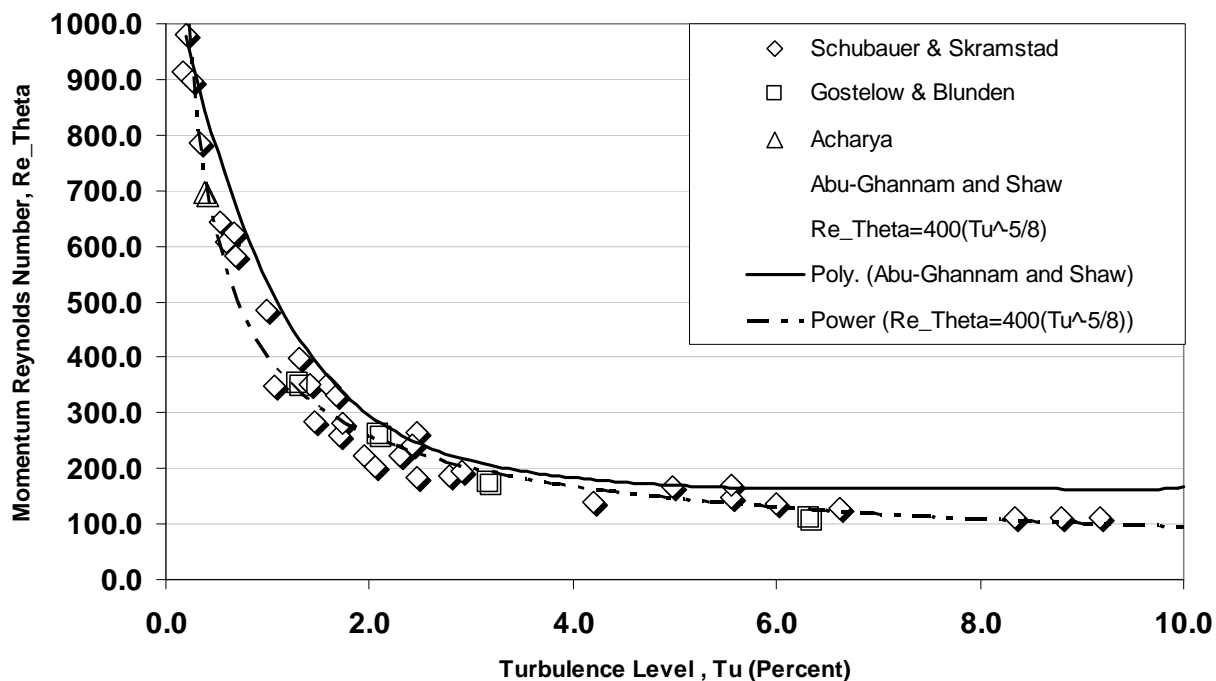
رابطه (۱۰) تنها برای جریان های با گرادیان فشار مساوی صفر معتبر می باشد. در سال (۱۹۹۱)، مایل توانست رابطه (۱۱) را که برای محدوده شدت آشفتگی جریان آزاد $0.2\% < \bar{\zeta} < 8\%$ (و نه مقدار متوسط شدت آشفتگی) معتبر می باشد، ارائه نماید:

$$Re_{\theta_t} = 400 \bar{\zeta}^{-5/8} \quad (11)$$

با نگاهی به تعریف ارائه شده از عدد رینولدز بر مبنای ضخامت ممنتوم و شکل های (۵) و (۶) می توان اینطور دریافت که در هر دو حالت گذار طبیعی (رابطه ۱۰) و گذار میانبر (رابطه ۱۱)، با افزایش شدت آشفتگی جریان بالادستی (تا مقدار ۳ درصد)، گذار جریان به نقاط بالادست تر منتقل خواهد شد؛ به عبارت دیگر با افزایش شدت آشفتگی، گذار زودتر از پیش بینی های قبلی رخ خواهد داد.



شکل ۵ - عدد رینولدز بر مبنای ضخامت ممنوم در نقطه شروع گذار جریان بر حسب تابعی از سطح آشفتگی جریان آزاد؛ در این شکل، رابطه ابوغنام و شاو (رابطه ۱۰) با رابطه مایل (رابطه ۱۱) مقایسه شده اند [۸].



شکل ۶ - شماتیکی مقایسه میان رابطه ارائه شده توسط مایل و رابطه ارائه شده توسط ابوغنام و شاو و پراکندگی مقادیر اندازه گیری شده توسط دیگر محققین در اطراف این دو رابطه [۹]

در سال (۱۹۹۱)، وایت برای بیان تاثیرگذاری شدت آشفته‌گی جریان آزاد بر روی نقطه شروع گذار از رابطه ون دریست و بلومر (۱۲) استفاده نمود:

$$\text{Re}_{x,t} = \left(\frac{-1 + \sqrt{1 + 132500 \mathfrak{J}^2}}{39.2 \mathfrak{J}^2} \right)^2 \quad (12)$$

که در آن، شدت اغتشاش جریان آزاد از رابطه (۱۳) به دست آمده است:

$$\mathfrak{J} = \frac{\sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{\sqrt{3} U_\infty} \quad (13)$$

۱۲- اثر شدت آشفته‌گی جریان آزاد بر روی طول ناحیه گذار بر روی یک صفحه تخت

در سال (۱۹۹۱)، مایل با بررسی نحوه گذار جریان بر روی پره های یک موتور توربین گاز توانست رابطه ای میان نرخ تولید لکه های آشفته‌گی $\hat{n}\sigma$ و شدت آشفته‌گی جریان بالادستی \mathfrak{J} ارائه نماید:

$$\hat{n}\sigma = 1.5 \times 10^{-11} \mathfrak{J}^{7/4} \quad (14)$$

"گاستلو و بلاندن" در سال (۱۹۸۹) دریافتند که نرخ اصلاح شده تولید لکه \hat{N} متناسب با $\mathfrak{J}^{-1/8}$ می باشد. با استفاده از تعداد بیشتری از نتایج آزمایشگاهی و بالاخص با استفاده از نتایج مربوط به اندازه گیری خاصیت تناوبی جریان، گاستلو و دی در سال (۱۹۹۱) و نیز گاستلو و همکاران وی در سال (۱۹۹۴) به رابطه (۱۵) برای نرخ اصلاح شده تولید لکه \hat{N} دست یافتند:

$$\hat{N} \equiv \hat{n}\sigma \text{Re}_{\theta_t}^3 = 0.86 \cdot 10^{-3} \exp[-0.546 \ln(\mathfrak{J})] \quad (15)$$

رابطه (۴۴) بیانگر این است که با افزایش شدت آشفته‌گی جریان آزاد، \mathfrak{J} ، نرخ اصلاح شده تولید لکه \hat{N} کاهش می یابد. در سال (۱۹۹۳)، واکر رابطه (۱۴) را به صورت رابطه (۱۶) بازنویسی نمود:

$$\hat{n}\sigma = \frac{n\sigma v^2}{U_\infty^3} = \frac{\hat{N}}{\text{Re}_{\theta_t}^3} = 1.5 \cdot 10^{-11} \mathfrak{J}^{7/4} \quad (16)$$

"روبرتز و یاراس" تعداد زیادی از نتایج تجربی موجود در هر دو نوع "گذار در جریان متصله" و "گذار در جریان جدایش یافته" را ارزیابی نموده و رابطه ای میان نرخ اصلاح شده تولید لکه \hat{N} و ضریب شکلی لایه مرزی در نقطه شروع گذار، H_t ، به دست آوردند. این رابطه که از انطباق خوبی بر نتایج تجربی موجود در هر دو نوع گذار برخوردار می باشد، دارای شکلی به صورت رابطه (۱۷) می باشد:

$$\log_{10}(\hat{N}) = \frac{0.55H_t - 2.2}{1 - 0.63H_t + 0.14H_t^2} \quad 1.6 \leq H_t \leq 8.5 \quad (17)$$

ضریب شکلی H را می توان با استفاده از حل های تشابهی به پارامتر گرادیان فشار $\lambda_\theta = (\theta^2/\nu)(dU/dx)$ مرتبط نمود.

بخش دوم: معادلات حاکم بر تحلیل های عددی حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲

پس از ذکر مطالب مرتبط با فیزیک حاکم بر جریان های گذار و پارامترهای تاثیرگذار بر روی آن، در این بخش معادلات انتقالی حاکم بر میدان جریان در فضای تحلیل عددی CFD معرفی شده و پس از آن نسبت به معرفی تقریب بوزینسک و نیز معادلات حاکم بر انتقال کمیت های آشفتگی (معرفی مدل های دو معادله ای K- ω Standard و K- ω SST) و کمیت های گذار (معادلات حاکم بر انتقال خاصیت تناوبی) اقدام می شود.

۱۳- معرفی معادلات RANS حاکم بر جریان تماماً آشفته

معادلات RANS حاکم بر یک میدان جریان آشفته، به ترتیب معادله پیوستگی، معادلات ناویر استوکس متوسط گیری شده و معادلات مربوط به آشفتگی موجود در میدان جریان می باشند که در یک جریان تراکم پذیر، معادله انرژی و معادله حالت نیز به این معادلات افزوده می گردند [۱]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_\ell}{\partial x_\ell} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (19)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[u_i(\rho E + p)]}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] \quad (20)$$

$$p = \rho RT \quad (21)$$

ترم تنش رینولدز $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ موجود در سمت راست معادله (۱۰) با استفاده از تقریب بوزینسک به گرادیان های سرعت موجود در میدان جریان متوسط مرتبط می شود [۱]. در معادله (۱۱)، k بیانگر ضریب هدایت حرارتی، E بیانگر انرژی کل و $(\tau_{ij})_{eff}$ بیانگر تانسور تنش Deviatoric بوده و به صورت رابطه (۲۲) تعریف می شود:

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (22)$$

از انواع مختلف مدل های آشفتگی اعم از:

- Spalart Allmaras
- K- ϵ Standard, K- ϵ RNG
- K- ω Shear Stress Transport (SST)

جهت بسته نمودن معادلات استفاده می شود که البته در مقاله پیش رو تنها به بررسی نتایج عددی مدل های تماماً آشفته K ω -SST و نیز مدل گذار K ω -Transition (که در زمره مدرن ترین و جامع ترین مدل های آشفتگی و گذار ارائه شده در چند سال گذشته می باشند) پرداخته خواهد شد. همچنین از تقریب بوزینسک برای مدل نمودن ترم تنش رینولدز استفاده می شود [۱].

۱۴- مقایسه مدل K- ω استاندارد با مدل SST K- ω در شبیه سازی جریان های تماماً آشفته معادلات انتقالی حاکم بر مدل آشفتگی K- ω استاندارد به صورت معادلات انتقالی (۲۳) و (۲۴) بیان می گردند [۱۱]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho K) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho K u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \Gamma_K \frac{\partial K}{\partial x_j} \right\} + G_K - Y_K \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right\} + G_\omega - Y_\omega \quad (24)$$

در این معادلات نیز، G_K بیانگر تولید انرژی جنبشی آشفتگی تحت تاثیر گرادیان سرعت متوسط و G_ω بیانگر تولید ω می باشد. Γ_K و Γ_ω نیز به ترتیب بیانگر پخش موثر K و ω ، Y_K و Y_ω نیز به ترتیب بیانگر اضمحلال آشفته K و ω می باشند.

تفاوت اصلی موجود میان مدل آشفتگی SST K- ω نسبت به مدل Standard K- ω را می توان در موارد ذیل برشمرد [۱۱ و ۱۲]:

✓ تغییرات تدریجی از نسخه رینولدز پایین مدل K- ω استاندارد در نواحی داخلی لایه مرزی آشفته (نواحی لزج نزدیک به دیواره) به نسخه رینولدز بالای مدل K- ϵ در نواحی خارجی لایه مرزی (نواحی دور از دیواره) که منجر به آن شده است که این مدل از هر دو مزیت مدل K- ϵ (در نواحی دور از دیواره) و مدل K- ω استاندارد (در نواحی لزج نزدیک به دیواره) استفاده ببرد.

✓ رابطه اصلاح شده ویسکوزیته آشفته به منظور در نظر گرفتن اثرات انتقالی تنش های برشی اصلی آشفتگی که در مدل های آشفتگی قدیمی یک نقطه ضعف اساسی برای مدل های آشفتگی محسوب می شود.

این دو خصوصیت منجر به آن شده است که مدل SST K- ω نسبت به مدل Standard K- ω و نیز مدل Standard K- ϵ از قابلیت های بالاتری برخوردار باشد؛ امروزه مدل SST K- ω در زمره مدل های قدرتمند از بابت تسخیر فیزیک جریان در هر دو ناحیه رینولدز بالای دور از دیواره و رینولدز پایین نزدیک به دیواره محسوب شده و نسبت به مدل های کلاسیک آشفتگی (نظیر مدل Standard K- ϵ که هنوز از جامعیت بالایی در میان کاربران برخوردار است) از دقت بالاتری برخوردار است. در مدل آشفتگی SST K- ω از یک تابع اختلاطی F_1 استفاده می شود که مقدار آن در نزدیکی سطح دیواره برابر واحد و در نواحی دور از دیواره برابر صفر بوده و وظیفه آن سوئیچ نمودن از ضرایب بستگی^۱ مدل K- ω در نزدیکی دیواره (نواحی رینولدز پایین جریان) به ضرایب بستگی مدل K- ϵ در فواصل به اندازه کافی دور از دیواره (نواحی رینولدز بالای جریان) می باشد. با همین ترفند و استفاده از این تابع اختلاطی می توان همزمان مدل K- ω را در نزدیکی دیواره و مدل K- ϵ را در نواحی دور از دیواره فعال نمود. بدین ترتیب از مزایای قابل توجه مدل K- ω در نزدیکی دیواره بدون توجه به خطاهای رایج این مدل در نواحی دور از دیواره - که ناشی از حساسیت این مدل به پارامترهای جریان آزاد است - استفاده نمود. همچنین در مدل SST، اصلاح جدیدی بر روی تعریف

^۱ Closure Constants

ویسکوزیته آشفته صورت گرفته است و آن استفاده از یک ضریب C^μ متغیر در داخل دامنه محاسباتی (به جای استفاده از یک مقدار ثابت برای C^μ در مدل K- ϵ) می باشد. استفاده از این ضریب متغیر برای تعیین دقیق نقطه وقوع جدایش جریان تحت تاثیر گرادیان فشارهای مختلف ضروری می باشد [۱۱]. معادلات انتقالی حاکم بر انرژی جنبشی آشفته، K ، و نیز فرکانس آشفته، ω ، به صورت روابط (۲۵) و (۲۶) بیان می گردند:

$$\frac{\partial \rho K}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j K) = P_K - D_K + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) \quad (25)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \omega) = \frac{\gamma}{\nu_t} P_K - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (26)$$

که در آن جمله تولید P_K و جمله تخریب D_K به صورت روابط (۲۷) و (۲۸) تعریف می گردند:

$$P_K = \min(\mu_t S^2, 10 D_K) \quad (27)$$

$$D_K = \beta^* \rho \omega K \quad (28)$$

و تابع اختلاطی F_1 نیز به صورت روابط (۲۹) الی (۳۱) محاسبه می شود:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (29)$$

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{K}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{\omega y^2} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} K}{CD_{K\omega} y^2} \right) \quad (30)$$

$$CD_{K\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.e^{-10} \right) \quad (31)$$

در اینصورت ویسکوزیته آشفته μ_t توسط رابطه (۳۲) محاسبه خواهد شد:

$$\mu_t = \min \left(\frac{\rho K}{\omega}, \frac{a_1 \rho K}{SF_2} \right) \quad (32)$$

که در آن ثابت $a_1 = 0.31$ بوده و تابع اختلاطی F_2 نیز به صورت روابط (۳۳) و (۳۴) به دست می آید:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (33)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{K}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{\omega y^2} \right) \quad (34)$$

ضرایب مورد استفاده در این مدل نیز (که آنها را با استفاده از نماد φ نشان می دهیم) تماماً تابعی از تابع اختلاطی F_1 بوده و به صورت $\varphi = F_1 \varphi_1 + (1 - F_1) \varphi_2$ به دست می آیند که در آن φ_1 و φ_2 به ترتیب ضرایب مربوط به مدل های K- ω و K- ϵ می باشند:

$$\sigma_{K1} = 1.176, \sigma_{\omega 1} = 2.0, \kappa = 0.41, \gamma_1 = 0.5532, \beta_1 = 0.075, \beta^* = 0.09, c_1 = 10 \quad (35)$$

$$\sigma_{K2} = 1.0, \sigma_{\omega 2} = 1.168, \kappa = 0.41, \gamma_2 = 0.4403, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09 \quad (36)$$

همانطور که مشاهده می‌شود، وابستگی رابطه (۳۰) به فاصله عمود از دیواره y منجر به آن شده است که در سوئیچ نمودن از مدل $K-\omega$ در نزدیکی دیواره به مدل $K-\varepsilon$ در فواصل به اندازه کافی دور از دیواره، فاصله از دیواره در قالب متغیر y (یا همان فاصله عمود از دیواره) به خوبی لحاظ شده باشد.

۱۵- معادله انتقالی خاصیت تناوبی ارائه شده توسط منتر در شبیه سازی جریان گذار

معادلات انتقالی ارائه شده توسط مدل منتر و همکاران وی، یک معادله انتقالی برای فاکتور تناوبی و یک معادله انتقالی برای عدد رینولدز ضخامت ممنوم در نقطه شروع گذار، $\tilde{Re}_{\theta t}$ ، است (کمیتی $\tilde{Re}_{\theta t}$ است که اولاً $Re_{\theta, Critical}$ به صورت تابعی از آن به دست خواهد آمد و ثانیاً در این مدل، برای تعیین توزیع این کمیت در داخل میدان جریان از یک معادله انتقالی استفاده خواهد شد). معادله حاکم بر فاکتور خاصیت تناوبی به صورت زیر بیان می‌شود [۱۱]:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (37)$$

که در آن:

$$P_{\gamma 1} = F_{length} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_{a1}} \quad (38)$$

$$E_{\gamma 1} = c_{e1} P_{\gamma 1} \gamma \quad (39)$$

از تابع F_{onset} برای تلنجر زدن به لایه مرزی و تحریک آن برای شروع گذار استفاده شده و این کمیت تابعی از عدد رینولدز ورتیسیته است [۱۱].

$$Re_v = \frac{\rho y^2 S}{\mu} \quad (40)$$

$$F_{onset,1} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta, critical}} \quad (41)$$

$$F_{onset,2} = \min(\max(F_{onset,1}, F_{onset,1}^4), 2.0) \quad (42)$$

$$R_T = \frac{\rho K}{\mu \omega} \quad (43)$$

$$F_{onset,3} = \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3, 0\right) \quad (44)$$

$$F_{onset} = \max(F_{onset,2} - F_{onset,3}, 0) \quad (45)$$

$$Re_{\theta, critical} = f(\tilde{Re}_{\theta t}) \quad (46)$$

دیگر ترم های منبع این مدل نیز به صورت زیر محاسبه می گردند [۱۱]:

$$P_{\gamma 2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (47)$$

$$E_{\gamma 2} = c_{e2} P_{\gamma 2} \gamma \quad (48)$$

$$F_{turb} = \exp \left[- \left(\frac{R_T}{4} \right)^4 \right] \quad (49)$$

که ثوابت به کار گرفته شده در روابط (۳۹) الی (۴۸)، دارای مقادیر ذیل هستند:

$$c_{e1} = 1.0, c_{a1} = 0.5, c_{e2} = 50.0, c_{a2} = 0.03, \sigma_f = 1.0 \quad (50)$$

عدد رینولدز بحرانی در نقطه ای است که در آن خاصیت تناوبی شروع به رشد در داخل لایه مرزی نموده و F_{length} نیز برای کنترل طول ناحیه گذار مورد استفاده قرار می گیرد. از جمله F_{turb} نیز برای غیرفعال سازی " منابع اتلافی ^۱ / آرام سازی مجددی ^۲ " در خارج از لایه های مرزی آرام و نیز در داخل زیرلایه لزج استفاده می شود. در این مدل، در مجاری ورودی میدان جریان (در مرزهای شرایط مرزی)، مقدار تناوبی برابر واحد انتخاب می شود و بر روی دیواره ها نیز مقدار شار این کمیت برابر صفر انتخاب می شود. برای آنکه بتوان به بهترین نتایج از شبیه سازی گذار دست یافت، مقدار y^+ اولین گره در مجاور دیواره

بایستی در مرتبه واحد باشد. معادله انتقالی برای $\tilde{Re}_{\theta t}$ به صورت معادله (۵۱) بیان می شود [۱۱]:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \tilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta,t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta,t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] \quad (51)$$

که ترم منبع، که از طریق آن اثرات رابطه تجربی انتخاب شده برای نقطه شروع گذار وارد محاسبات خواهد شد، به صورت رابطه (۵۲) تعریف می شود:

$$P_{\theta,t} = c_{\theta,t} \frac{\rho}{t} (\text{Re}_{\theta,t} - \tilde{Re}_{\theta,t}) (1.0 - F_{\theta,t}) \quad (52)$$

که در آن، $t = 500 \mu / \rho u^2$ بیانگر زمان مقیاس^۳ بوده و با هدف ایجاد دیمانسیون واحد مورد استفاده قرار گرفته است. " تابع اختلاطی ^۴ $F_{\theta,t}$ " برای غیرفعال نمودن جمله منبع در داخل لایه مرزی مورد استفاده قرار گرفته و به اسکالر انتقالی $\tilde{Re}_{\theta t}$ این اجازه را می دهد تا از سمت جریان آزاد به سمت داخل لایه مرزی نفوذ نموده و مقدار آن از صفر (در داخل جریان آزاد) به مقدار واحد (در داخل لایه مرزی) تغییر می نماید. این کمیت توسط رابطه (۵۳) محاسبه می شود [۱۱]:

$$F_{\theta,t} = \min \left(\max \left(F_{wake} \cdot \exp \left[- \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 \right], 1.0 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1.0 - 1/c_{e2}} \right)^2 \right), 1.0 \right) \quad (53)$$

^۱ Destruction Sources

^۲ Re-laminarization Sources

^۳ Time Scale

^۴ Blending Function

که در آن:

$$\delta = \frac{50\Omega y}{u} \cdot \delta_{BL}$$

$$\delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL} \quad (54)$$

$$\theta_{BL} = \frac{\tilde{Re}_{\theta t} \mu}{\rho u}$$

$$Re_{\omega} = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (55)$$

$$F_{wake} = \exp\left[-\left(\frac{Re_{\omega}}{1 \times 10^5}\right)^2\right] \quad (56)$$

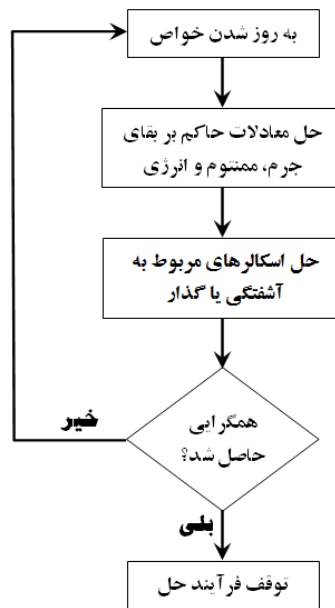
که در آن از یک شرط مرزی "شار دیواره صفر" برای کمیت $\tilde{Re}_{\theta t}$ بر روی دیواره ها استفاده شده است؛ مقدار $\tilde{Re}_{\theta t}$ در ورودی های میدان جریان (شرایط مرزی میدان جریان) نیز با استفاده از روابط تجربی موجود محاسبه می شود. تنها ثوابت باقی مانده این مدل نیز به صورت (57) تعیین شده اند [11]:

$$c_{\theta,t} = 0.03, \sigma_{\theta,t} = 10.0 \quad (57)$$

۱۶- روش حل معادلات برای جریان تراکم پذیر حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲

با توجه به دقت بالای روش کوپل ضمنی^۱ در رژیم تراکم پذیر، برای حل معادلات استفاده شده در این مقاله از این روش استفاده شده است. در این روش، معادلات حاکم بر بقای جرم، بقای ممنتوم و نیز بقای انرژی به صورت همزمان با یکدیگر حل می شوند. معادلات انتقالی حاکم بر اسکالره های آشفستگی / گذار نیز به صورت مجزا از دیگر معادلات حل می شوند. در هر بار تکرار، مراحل نشان داده شده در شکل (۷) طی می گردند.

^۱ Coupled Implicit



شکل ۷- مراحل طی شده در هر تکرار از چرخه حل معادلات

در فرآیند حل معادلات به روش کوپل، هر یک از معادلات غیرخطی بایستی به نحوی خطی سازی شوند و آنگاه دستگاه معادلات خطی حاصله حل می‌شود تا مقادیر متغیرها در تمام نقاط دامنه محاسباتی به روز رسانی گردند. در روش خطی سازی ضمنی مقدار مجهول یک متغیر در هر سلول محاسباتی با استفاده از مقادیر معلوم و مجهول همین متغیر در سلول‌های همسایه محاسبه می‌شود. خطی سازی معادلات به این روش منجر به تشکیل یک دستگاه معادلات خطی با N معادله برای هر سلول می‌شود که در آن N بیانگر تعداد معادلات کوپل شده می‌باشد. برای حل دستگاه معادلات N معادله ای ایجاد شده برای هر سلول از روش گاوس سیدل^۱ به همراه روش چند شبکه ای جبری^۲ استفاده شده است [۱۳ و ۱۴].

۱۷- معرفی دامنه محاسباتی و شرایط مرزی انتخاب شده و شبکه محاسباتی ایجاد شده

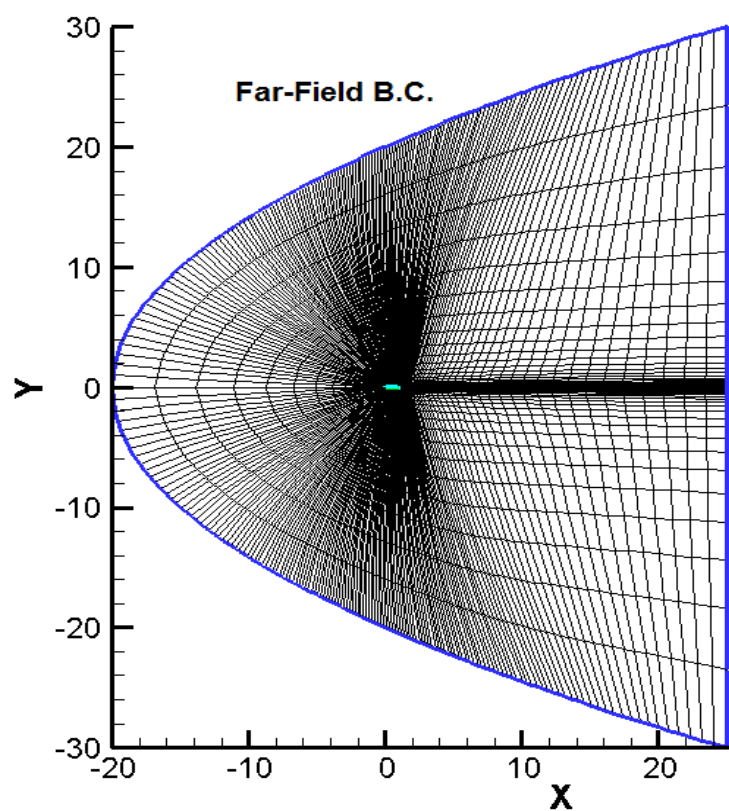
شماتیکی از ابعاد و اندازه دامنه محاسباتی انتخاب شده حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در شکل‌های (۸) و (۹) نشان داده شده است. همانطور که در این شکل نشان داده شده است از شرط مرزی دوردست^۳ برای جریان دوردست و از شرط مرزی دیواره (با شرایط دیواره عایق در مقابل انتقال حرارت با شار دیواره صفر) برای سطح ایرفویل استفاده شده است. به منظور تسخیر دقیق پروفیل کمیت‌های جریانی در داخل لایه مرزی، تمامی دامنه محاسباتی توسط شبکه تماماً ساختاریافته شبکه بندی شده است؛ همچنین جهت تسخیر هر چه بهتر خصوصیات میدان جریان بالاخص در محدوده ای به شعاع یک طول وتر ایرفویل (که بیشترین محل تشکیل فرآیندهای جریانی نظیر تشکیل لایه مرزی، جدایش جریان، برهمکنش میان شوک و

^۱ Gauss Seidel

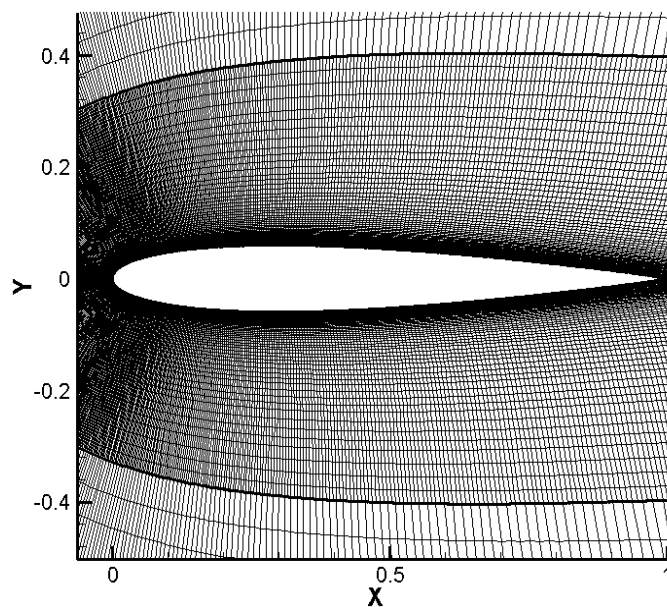
^۲ Algebraic Multi Grid

^۳ Far Field

لایه مرزی و امثال آن می باشد) شبکه سازمان یافته تولید شده از تراکم بالاتری در هر دو راستا برخوردار شده است.



شکل ۸- شماتیکی از ابعاد و اندازه دامنه محاسباتی تشکیل شده حول ایرفویل و شرایط مرزی انتخاب شده



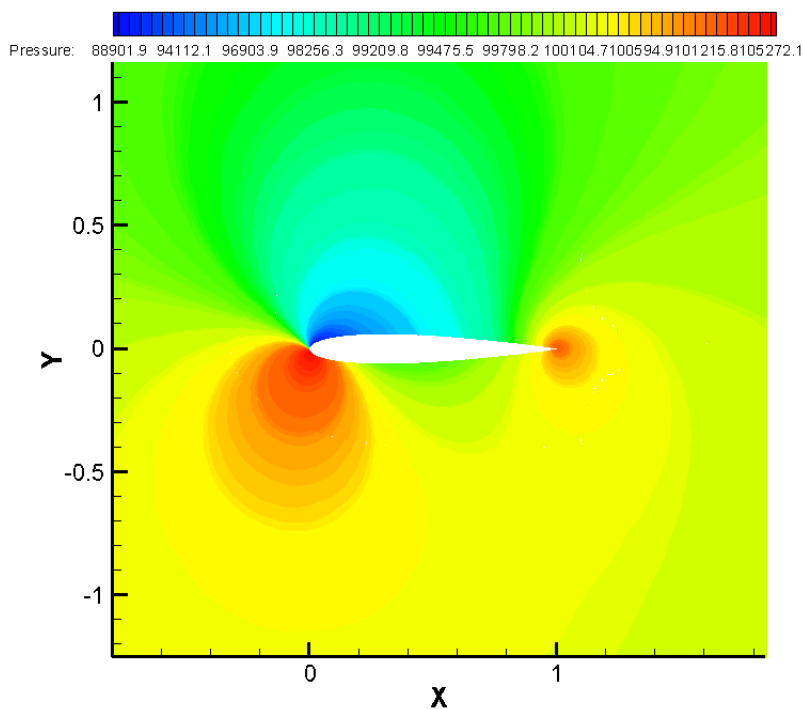
شکل ۹- نمای نزدیک از تراکم شبکه تولید شده حول ایرفویل

تعداد المان های انتخاب شده برای شبکه تولیدی حول این ایرفویل به حدی می باشد که قادر به تسخیر فیزیک جریان هم در جریان خارج از لایه مرزی و هم گرادیان های شدید در داخل لایه مرزی گردد. تعداد المان های به کار رفته در اطراف این ایرفویل در مرتبه یک میلیون المان می باشد؛ این تعداد المان بالاخص برای تسخیر پدیده های پیچیده ای نظیر جدایش جریان، برهمکنش میان شوک و لایه مرزی و ... بسیار ضروری می باشد. همچنین با توجه به اینکه از تابع دیواره در هیچ کدام از دو مدل Kw-SST و Kw-Transition استفاده نشده است، لذا المان های نزدیک به دیواره بایستی تا جای ممکن ریز باشند و سعی شده است که اندازه y^+ مربوط به المان های مجاور به دیواره در مرتبه واحد باشند. از همین رو شبکه بندی ایجاد شده به نوع مدل وابسته نمی باشد.

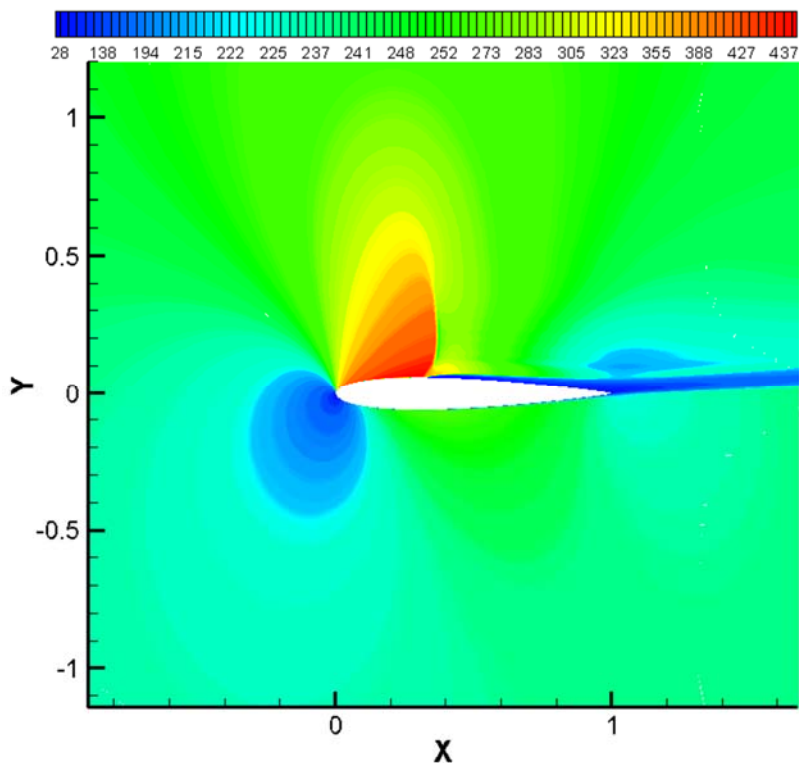
۱۸- نمونه کانتورهایی از تحلیل های انجام شده حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲

نمونه ای از نتایج حاصل از تحلیل میدان جریان حول ایرفویل مورد نظر در شرایط جریانی مختلف در شکل های (۱۰) الی (۱۲) ارائه شده اند. در شکل (۱۰) توزیع فشار حول ایرفویل در عدد ماخ 0.3 (جریان با تراکم پذیری بسیار ضعیف) و عدد رینولدز 10 میلیون و زاویه حمله 5 درجه به تصویر کشیده شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می شود، در سطح تحتانی ایرفویل با یک گرادیان فشار کاهشی - افزایشی در طول سطح تحتانی مواجه هستیم. به عکس در قسمت فوقانی ایرفویل نیز با یک کاهش فشار شدید در قسمت ابتدایی ایرفویل مواجه هستیم که در ادامه این فشار کاهش یافته به تدریج بازیابی خواهد شد. همین امر منجر به آن می شود که در سطح فوقانی ایرفویل با یک گرادیان فشار مثبت مواجه باشیم.

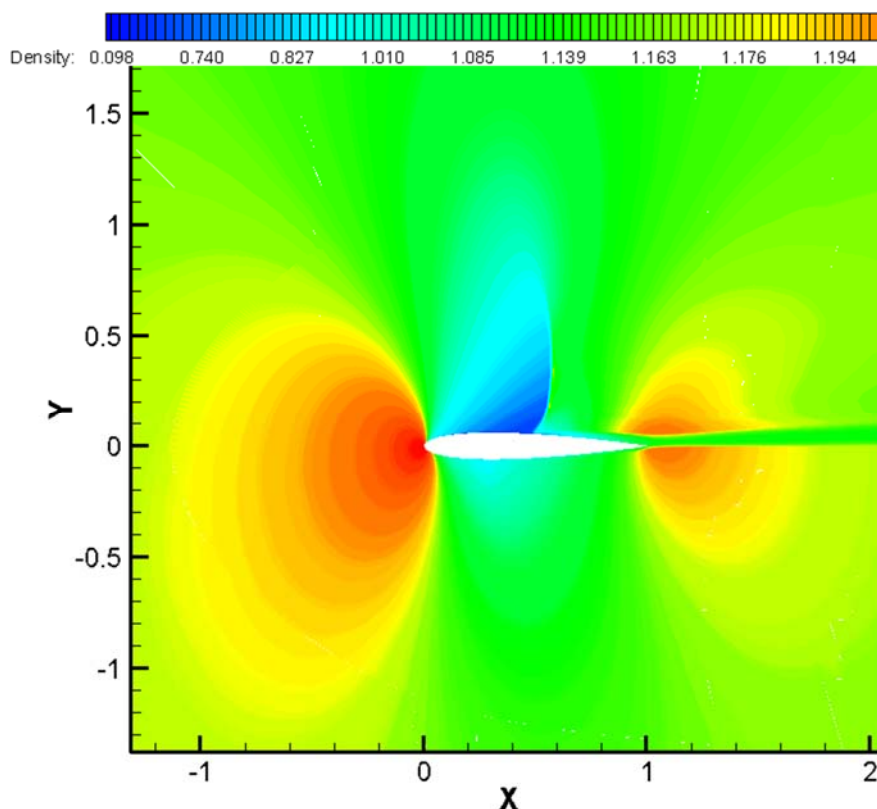
در شکل های (۱۱) و (۱۲) نیز توزیع سرعت و توزیع چگالی حول ایرفویل در محدوده گذر صوت (جایی که معمولاً با برهمکنش میان شوک و لایه مرزی مواجه هستیم) به تصویر کشیده شده اند. همانطور که در هر دو شکل مشاهده می شود، به واسطه برهمکنش میان شوک و لایه مرزی، در پایین دست موقعیت پایین دستی برهمکنش میان شوک و لایه مرزی، با حجم جریان جدایش یافته قابل توجه مواجه شده است.



شکل ۱۰ - کانتور توزیع فشار استاتیکی در عدد ماخ ۰/۳ و عدد رینولدز ۱۰ میلیون و زاویه حمله ۵ درجه



شکل ۱۱ - کانتور توزیع سرعت در عدد ماخ ۰/۷ و عدد رینولدز ۱۰۰ میلیون و زاویه حمله ۵ درجه



شکل ۱۲ - کانتور توزیع چگالی در عدد ماخ ۰/۷۹۹ و عدد رینولدز ۹ میلیون و زاویه حمله ۲/۲۶ درجه

در ادامه نتایج حاصل از تحلیل جریان تراکم ناپذیر، جریان تراکم پذیر زیرصوت و جریان گذرصوت حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ به تفکیک شرایط مرزی هر بخش و با جزئیات هر چه بیشتر ارائه شده اند. لازم به ذکر است که در تمامی تحلیل های عددی انجام شده، ایرفویل استفاده شده دارای طول واحد می باشد.

بخش سوم: نتایج تحلیل جریان در رژیم تراکم ناپذیر و عدد رینولدز ۶ میلیون

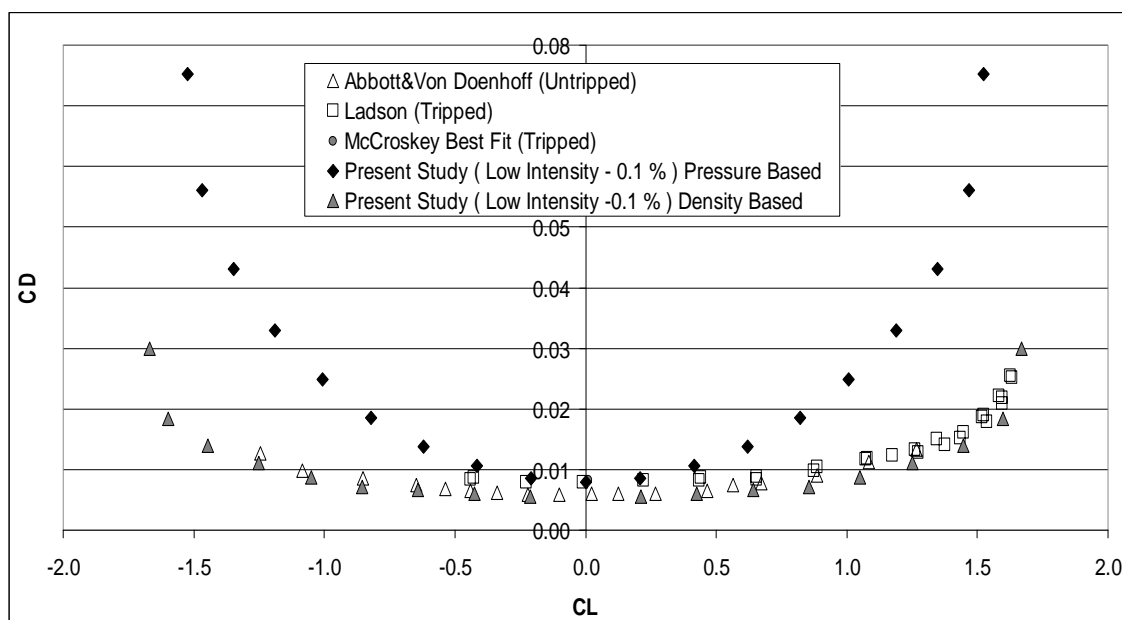
در قسمت اول از تحلیل های میدان جریان، به بررسی ضرایب آیرودینامیکی مربوط به خصوصیات میدان جریان حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در رژیم تراکم ناپذیر و عدد رینولدز ۶ میلیون از زاویه حمله ۱۸- درجه الی ۱۸+ درجه پرداخته شده است. عدد رینولدز ۶ میلیون در محدوده عدد رینولدز بخش عمده ای از سطوح برآزی استفاده شده در اغلب پرنده های سرعت پایین (انواع هواگردها، انواع هواپیماهای ملخی، انواع هواپیماهای بدون سرنشین و امثالهم) می باشد. با هدف در اختیار داشتن نتایج کافی و به منظور انجام تحلیل های جامع، در تمامی تحلیل های انجام شده از هر دو روش " بر مبنای فشار^۱ و بر مبنای چگالی^۲ " و از هر دو مدل گذار K ω -Transition و مدل آشفتگی K ω -SST استفاده شده است.

^۱ Pressure Based

^۲ Density Based

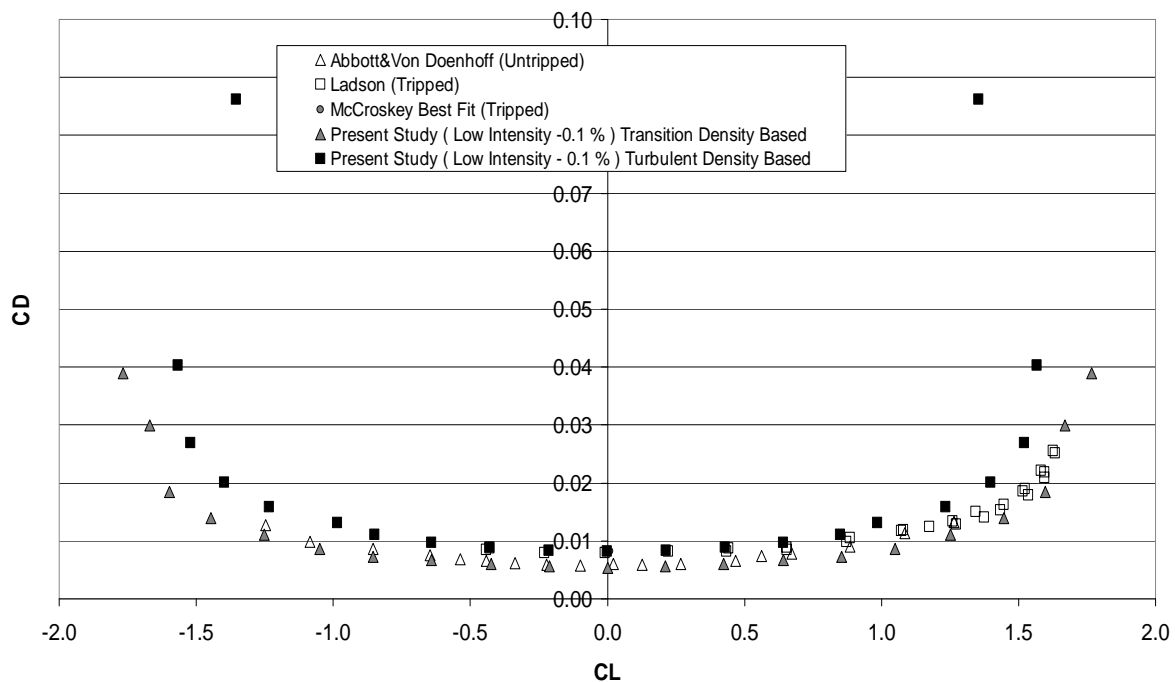
۱۹- مقایسه منحنی قطبی پسا و بررسی اختلاف میان نتایج با استفاده از روش بر مبنای فشار و روش بر مبنای چگالی

در مرجع [۱۵] تعداد زیادی از نتایج مربوط به ضریب پسا بر حسب ضریب برآ مربوط به ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ ارائه شده است. لیکن تحقیقات انجام شده در مقاله حاضر و مقایسه نتایج عددی به دست آمده با نتایج تجربی مندرج در مرجع [۱۵] نشان می دهد که بر خلاف توصیه رایج در تحلیل های عددی، استفاده از روش بر مبنای چگالی (که معمولاً استفاده از آن فقط در رژیم های تراکم پذیر توصیه می شود) نه تنها برای رژیم تراکم پذیر، که برای رژیم تراکم ناپذیر نیز دقت های به مراتب بالاتری نسبت به روش رایج بر مبنای فشار (به عنوان روش متداول در رژیم های تراکم ناپذیر) ارائه نموده است. همانطور که در منحنی قطبی پسا شکل (۱۳) نشان داده شده است، اگر چه استفاده از روش بر مبنای فشار توانسته است برای زوایای حمله پایین (مقادیر کوچک از اندازه برآ) نتایج نسبتاً نزدیکی به نتایج معتبر را ارائه نماید، لیکن در زوایای حمله بالا (مقادیر بزرگ برآ) خطای بزرگ (حتی تا ۴۰۰ درصد خطا در زوایای حمله ۱۸ درجه) نسبت به نتایج معتبر مندرج در مقالات (بالاخص مرجع [۱۵]) ارائه نموده است (به لوزی های توپر در نمودار توجه شود). در حالیکه روش بر مبنای چگالی استفاده شده (مثلث های توپر در نمودار) توانسته است که نتایج بسیار نزدیک و تقریباً منطقی بر نتایج تجربی به دست آورد. البته همین میزان خطای اندک مشاهده شده نیز به واسطه شدت آشفتگی بسیار اندک در نظر گرفته شده برای جریان آزاد (در حدود ۰/۱ درصد) در تحلیل های عددی انجام شده است که منجر به پیش بینی پسای کمتری نسبت به پسای مندرج در مقالات معتبر شده است که اندکی جلوتر خواهیم دید که با افزایش این شدت آشفتگی جریان آزاد به مقادیر نزدیک به ۱ درصد، این میزان پسای کم نیز به مقادیر مندرج در مقالات معتبر نزدیکتر می شود.



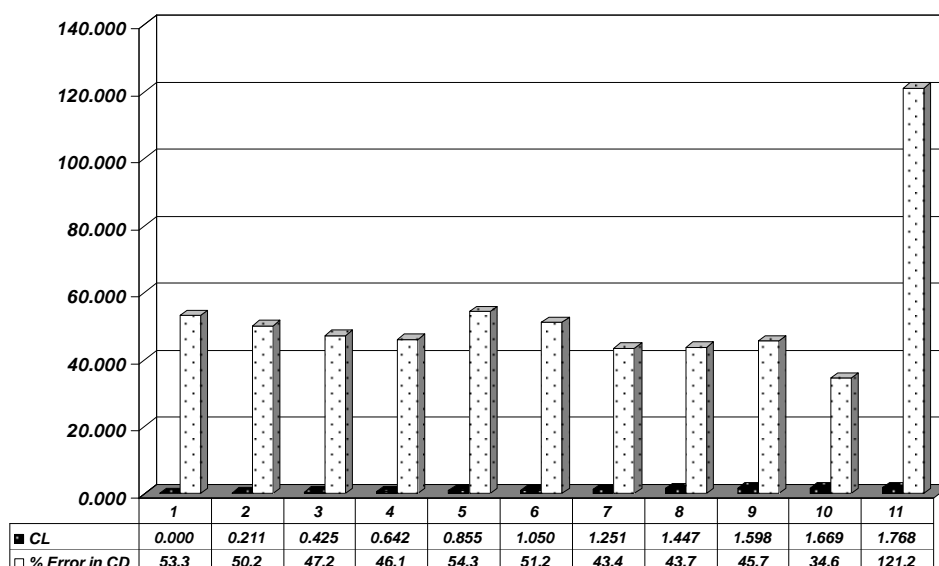
شکل ۱۳- مقایسه منحنی قطبی پسا در هر دو روش بر مبنای فشار و بر مبنای چگالی و مقایسه با نتایج معتبر مندرج در مرجع [۱۵]؛ در تمامی تحلیل های عددی انجام شده، عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون در نظر گرفته شده و از مدل گذار $K\omega$ -Transition استفاده شده است؛ اختلاف میان نتایج تحلیل بر مبنای فشار با نتایج تحلیل بر مبنای چگالی و نتایج تجربی مندرج در مرجع [۱۵] به خوبی مشهود است.

از طرف دیگر و برای آنکه تفاوت میان تاثیر فرض جریان تماماً آشفته (که در اغلب تحلیل های عددی جریان در مسائل مهندسی با آن مواجه هستیم) با فرض جریان گذار بهتر نشان داده شود، نسبت به تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل قدرتمند تماماً آشفته $K\omega$ -SST در کنار تحلیل های گذار انجام شده با استفاده از مدل $K\omega$ -Transition نیز اقدام شده است. در شکل (۱۴) نتایج حاصل از تحلیل جریان تماماً آشفته با مربع توپر و نتایج حاصل از تحلیل جریان با فرض جریان گذار نیز با مثلث توپر نشان داده شده است. البته با توجه به اینکه در شکل (۱۳) عدم دقت روش بر مبنای فشار در انجام تحلیل های رینولدز بالای تراکم ناپذیر به خوبی نشان داده شد، هر دو تحلیل مورد نظر در شکل (۱۳) به روش بر مبنای چگالی به انجام رسیده اند. جمع شدگی دهانه تحلیل جریان تماماً آشفته در زوایای حمله ۱۸ درجه (به شکل Ω معکوس در آمدن شکل منحنی)، به واسطه وقوع پدیده واماندگی بر روی ایرفویل می باشد که افزایش شدید اندازه پسا و افت شدید اندازه برآ را به دنبال داشته است. همانطور که در این نمودار به خوبی مشخص است، نتایج حاصل از تحلیل میدان جریان با استفاده از فرض جریان تماماً آشفته منجر به پیش بینی مقادیر پسا به میزان قابل توجهی نسبت به همین پیش بینی در تحلیل های عددی گذار و نتایج تست های تجربی شده است. در نمودار شکل (۱۵) اختلاف میان نتایج عددی ضریب پسای به دست آمده از تحلیل میدان جریان در مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST نسبت به نتایج ضریب پسای تحلیل میدان جریان در مدل گذار $K\omega$ -Transition نشان داده شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می شود، در تمامی ضرایب برآی یکسان، اندازه ضریب پسای مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST حداقل به میزان ۳۰ درصد و حداکثر به میزان ۱۲۱ درصد بزرگتر از ضریب پسای مدل گذار $K\omega$ -Transition در همان زاویه حمله می باشد. اختلاف ۱۲۱ درصدی حاصله در آخرین نمودار، به واسطه وقوع واماندگی زودرس (پیش از موعد) در تحلیل جریان تماماً آشفته می باشد که همین امر افزایش قابل توجهی را در اندازه ضریب پسای ایرفویل باعث شده است



شکل ۱۴ - مقایسه میان منحنی قطبی پسا با استفاده از فرض جریان تماماً آشفته مدل $K\omega$ -SST و فرض جریان نزدیک به

واقعیت گذار $K\omega$ -Transition (هر دو تحلیل به روش بر مبنای چگالی) در مقایسه با نتایج معتبر؛ در تمامی تحلیل ها، عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و از روش بر مبنای چگالی استفاده شده است.



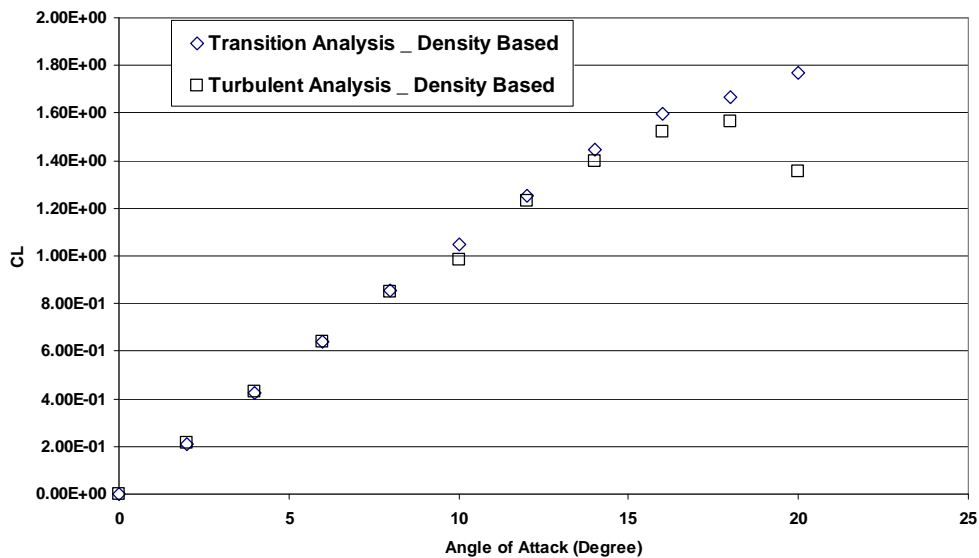
شکل ۱۵- اختلاف میان نتایج ضریب پسی به دست آمده از مدل قدرتمند تماماً آشفته $K\omega$ -SST نسبت به نتایج مدل گذار $K\omega$ -Transition در عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی.

در شکل (۱۶) با ترسیم منحنی برآ بر حسب زاویه حمله جریان مشخص می شود که در زوایای حمله پایین، اندازه ضریب برآ در هر دو تحلیل تماماً آشفته و تحلیل گذار، نسبتاً بر روی هم قرار دارند. اما در زوایای حمله بالا این اختلاف مشهود تر شده و اولاً جریان فرضی تماماً آشفته تقریباً در تمامی زوایای حمله مقادیر ضریب برآی کمتری را پیش بینی نموده و ثانیاً زودتر از تحلیل های گذار دچار واماندگی شده است. این امر را می توان به بالارفتن ضخامت لایه مرزی در فرض تحلیل تماماً آشفته و به تبع آن تضعیف انرژی ممنتومی لایه های جریانی داخل لایه مرزی در جهت مقابله با اثرات گرادیان فشار معکوس APG مرتبط دانست.

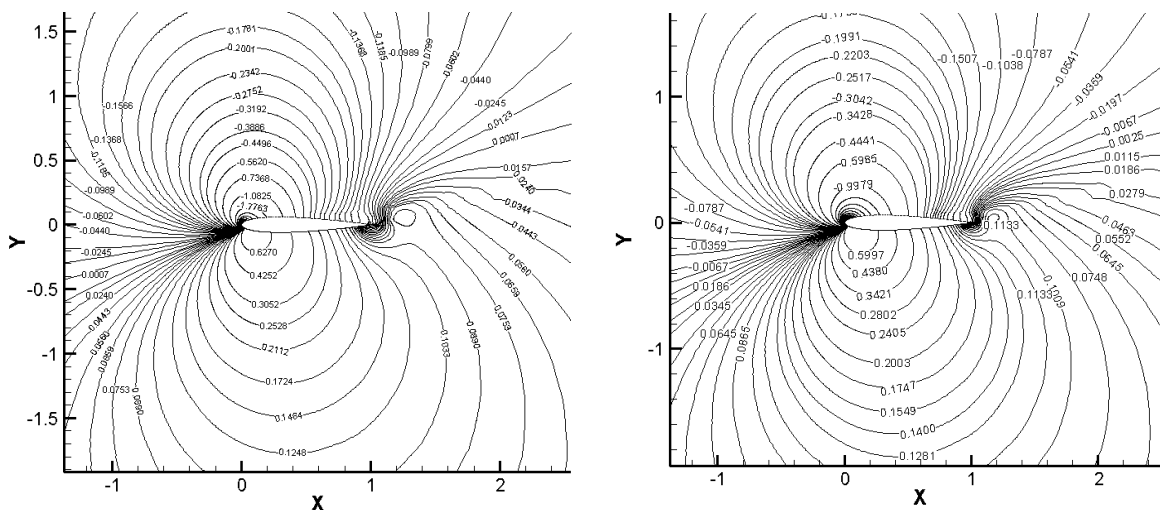
به منظور بررسی تغییرات پروفیل خصوصیات جریانی پیش و پس از وقوع واماندگی، در شکل های (۱۷) و (۱۸) توزیع ضریب فشار C_p و توزیع سرعت برای دو تحلیل جریان با فرض تماماً آشفته و جریان با فرض گذار در عدد رینولدز ۶ میلیون و زاویه حمله ۱۸ درجه (پیش از وقوع واماندگی) با یکدیگر مقایسه شده اند. لیکن در شکل های (۱۹) و (۲۰)، توزیع ضریب فشار C_p و توزیع سرعت برای دو تحلیل جریان فرضی تماماً آشفته و جریان فرضی گذار در عدد رینولدز ۶ میلیون و زاویه حمله ۲۰ درجه (پس از وقوع واماندگی) با یکدیگر مقایسه شده اند تا عامل بروز اختلاف قابل توجه میان ضریب پسا مشخص شود.

همانطور که در این شکل ها مشاهده می شود حجم جریان جدایش یافته (در اثر گرادیان فشار معکوس قدرتمند) در تحلیل تماماً آشفته به مراتب بزرگتر از حجم جریان جدایش یافته در تحلیل گذار بوده و همین امر به معنای جدایش زودرس (پیش از موعد) در تحلیل جریان تماماً آشفته بوده که منجر به افزایش قابل

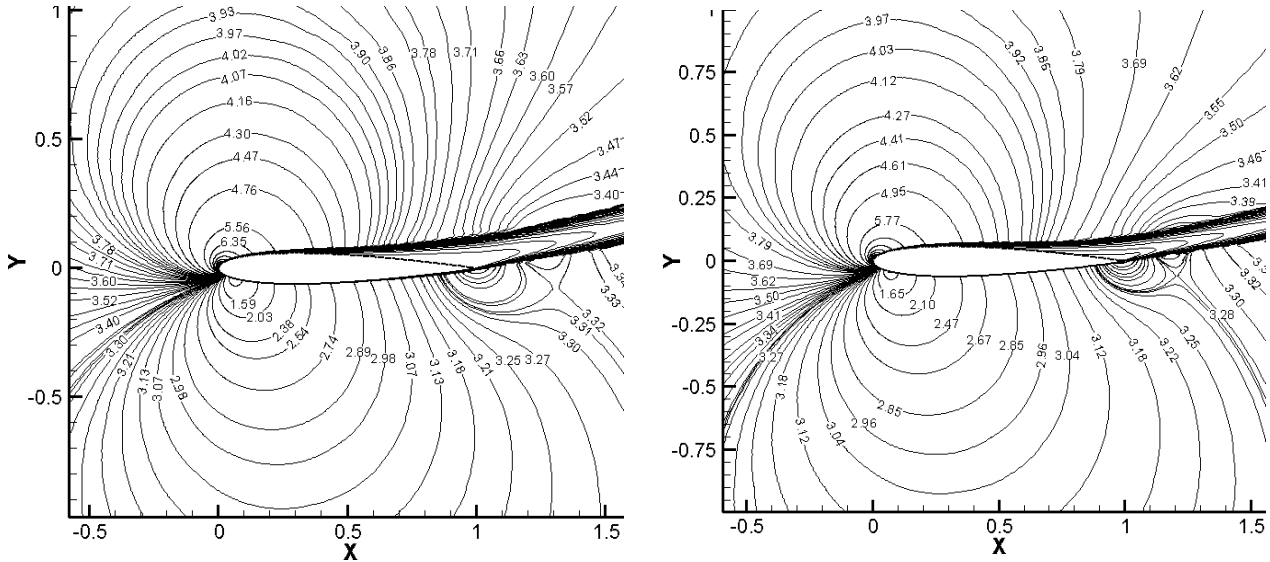
توجه ضریب پسای فشاری در تحلیل جریان تماماً آشفته و بالا رفتن قابل توجه پسای کل نسبت به فرض تحلیل جریان گذار شده است.



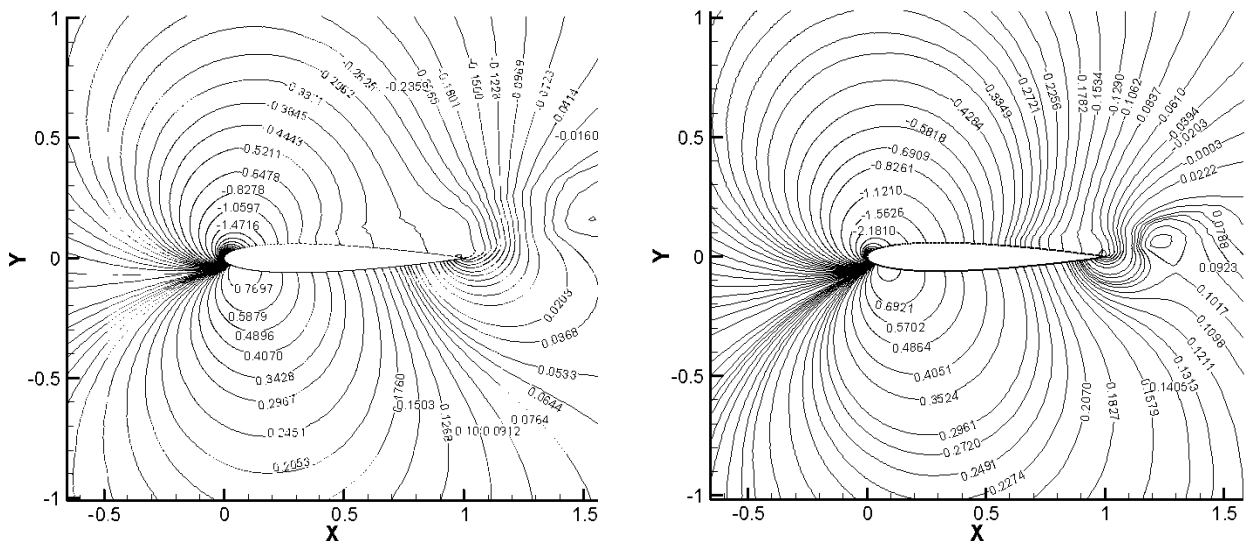
شکل ۱۶ - اختلاف میان نتایج ضریب برای به دست آمده از تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل قدرتمند تماماً آشفته K ω -SST نسبت به نتایج ضریب برای تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل گذار K ω -Transition؛ وقوع شرایط واماندگی پیش از موعد در فرض جریان تماماً آشفته مشهود است؛ در هر دو تحلیل عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.



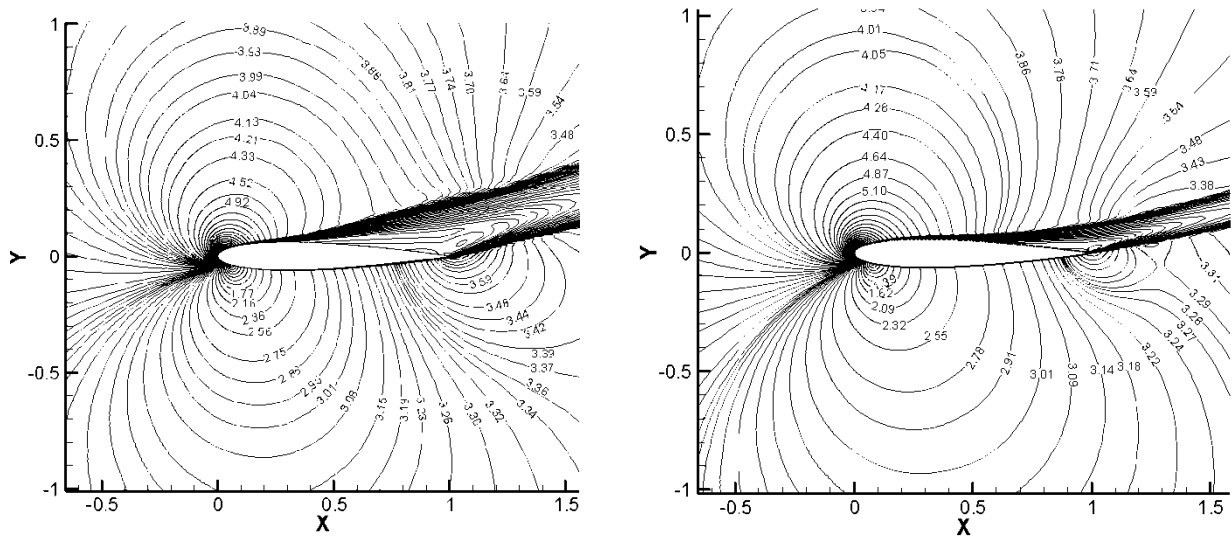
شکل ۱۷ - اختلاف میان نتایج ضریب فشار Cp به دست آمده از تحلیل مدل تماماً آشفته K ω -SST (شکل چپ) نسبت به تحلیل مدل گذار K ω -Transition (شکل راست)؛ در هر دو تحلیل در زاویه حمله ۱۸ درجه و عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.



شکل ۱۸ - اختلاف میان نتایج توزیع سرعت به دست آمده از تحلیل مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST (شکل چپ) نسبت به مدل گذار $K\omega$ -Transition (شکل راست)؛ در هر دو تحلیل در زاویۀ حمله ۱۸ درجه و عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.



شکل ۱۹ - اختلاف میان نتایج ضریب فشار C_p به دست آمده از تحلیل مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST (شکل چپ) نسبت به نتایج تحلیل مدل نزدیک به واقعیت گذار $K\omega$ -Transition (شکل راست)؛ در هر دو تحلیل در زاویۀ حمله ۲۰ درجه و عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.

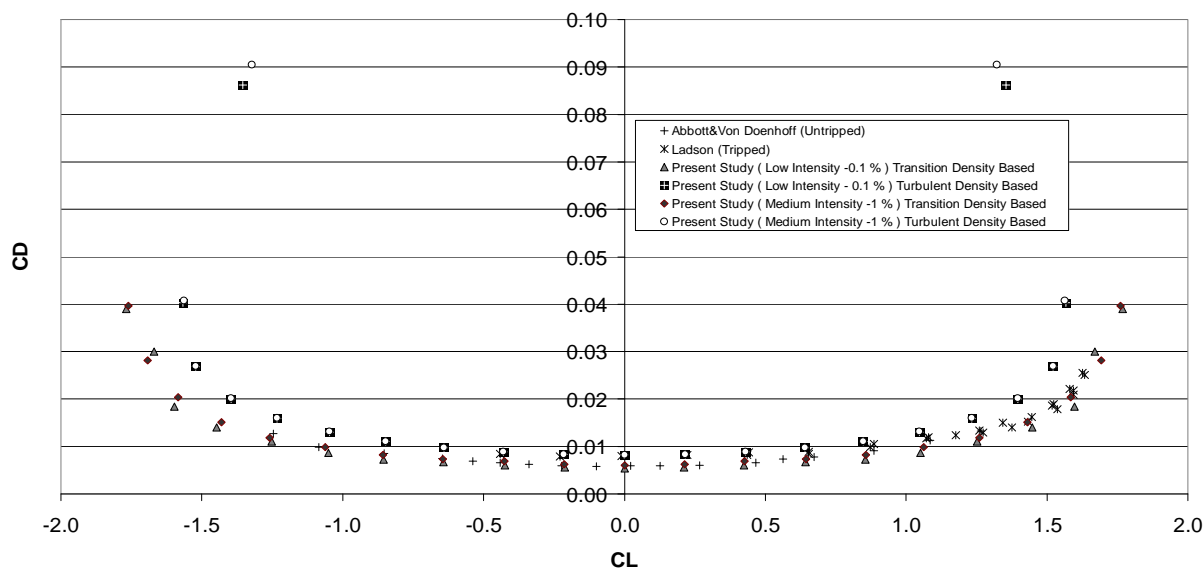


شکل ۲۰- اختلاف میان نتایج توزیع سرعت به دست آمده از تحلیل مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST (شکل چپ) نسبت به نتایج تحلیل مدل نزدیک به واقعیت گذار $K\omega$ -Transition (شکل راست)؛ در هر دو تحلیل در زاویه حمله ۲۰ درجه و عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.

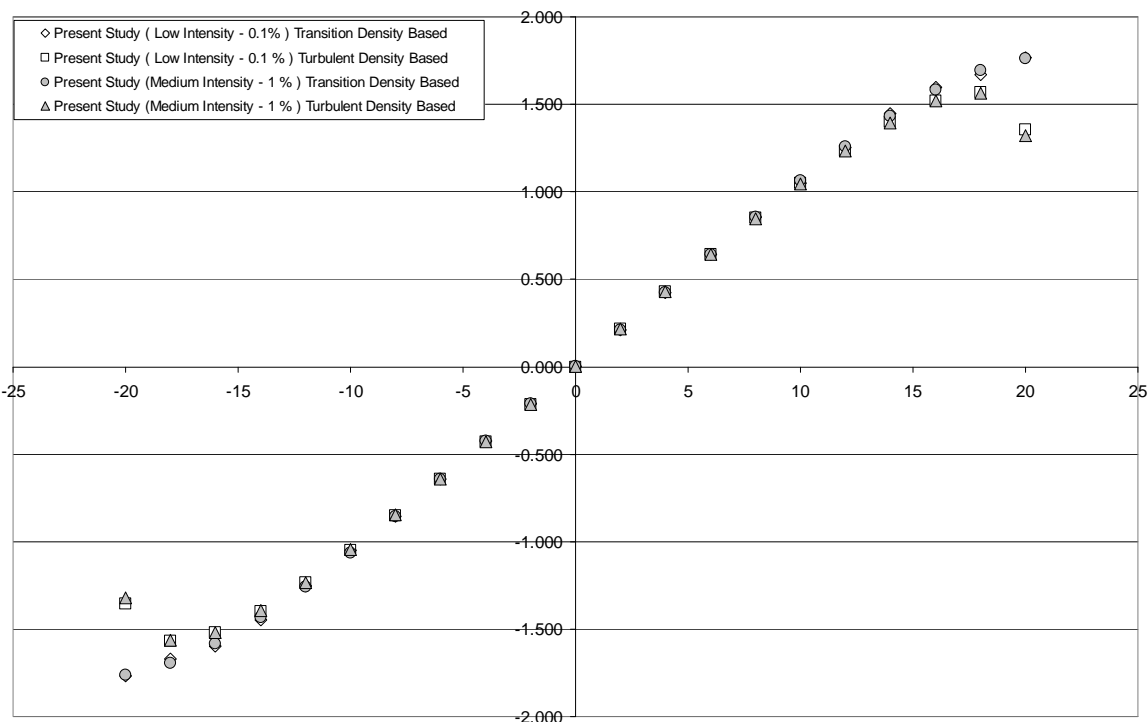
۲۰- بررسی تاثیر شدت آشفتگی جریان آزاد Turbulence Intensity

یک نکته مهم در تحلیل های جریان های گذار و جریان های آشفتۀ حول سطوح ایرفویلی، توجه به تاثیر شدت آشفتگی (شدت اغتشاش) جریان آزاد بر روی ضرایب و خصوصیات آیرودینامیکی سطوح مورد نظر است. بدین منظور یک سری تحلیل جریان در عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و محدوده زوایای حمله ۲۰- الی ۲۰+ درجه با دو شدت آشفتگی جریان آزاد ۰/۱ درصدی و ۱ درصدی به دو روش تحلیل جریان تماماً آشفتۀ با استفاده از مدل $K\omega$ -SST و تحلیل گذار با استفاده از مدل $K\omega$ -Transition به انجام رسیده است. علت انتخاب شدت آشفتگی ۰/۱ درصدی در این است که این سطح اندک از آشفتگی به عنوان مرز کمینه برای آشفتگی اندک جریان آزاد محسوب می شود؛ بدین صورت که برای شدت آشفتگی جریان آزاد کمتر از این مقدار، گذر طبیعی نیز رخ نخواهد داد! از شدت آشفتگی ۱ درصدی نیز معمولاً به عنوان شدت آشفتگی رایج در جریان های طبیعی (غیرمغشوش و غیرطوفانی) یاد می شود. همانطور که در شکل های (۲۱) الی (۲۴) مشاهده می شود، با افزایش سطح اغتشاش جریان آزاد از ۰/۱ درصد به ۱ درصد، در تحلیل تماماً آشفتۀ، وقوع واماندگی تسریع شده است، اما در تحلیل گذار این وضعیت خیلی مشهود نمی باشد (گویی حساسیت وقوع واماندگی در تحلیل های جریان تماماً آشفتۀ به شدت اغتشاش جریان آزاد بالاتر از همین حساسیت در تحلیل های جریان گذار می باشد). لیکن در نتایج مربوط به ضریب پسا بر حسب زاویه حمله، اندازه ضریب پسا در تحلیل تماماً آشفتۀ خیلی وابسته به اندازه شدت اغتشاش جریان آزاد نمی باشد

گویی در تحلیل تماماً آشفته، لایه مرزی تشکیل شده احساس چندانی نسبت به سطح اغتشاش جریان آزاد ندارد) لیکن در تحلیل گذار، به واسطه تسریع در آشفته شدن جریان تحت تاثیر افزایش شدت اغتشاش جریان آزاد، اندازه پسا به طرز ملموسی متاثر از افزایش سطح اغتشاش جریان آزاد، افزایش یافته است که البته کاملاً با پیش بینی های قبلی در تطابق می باشد.

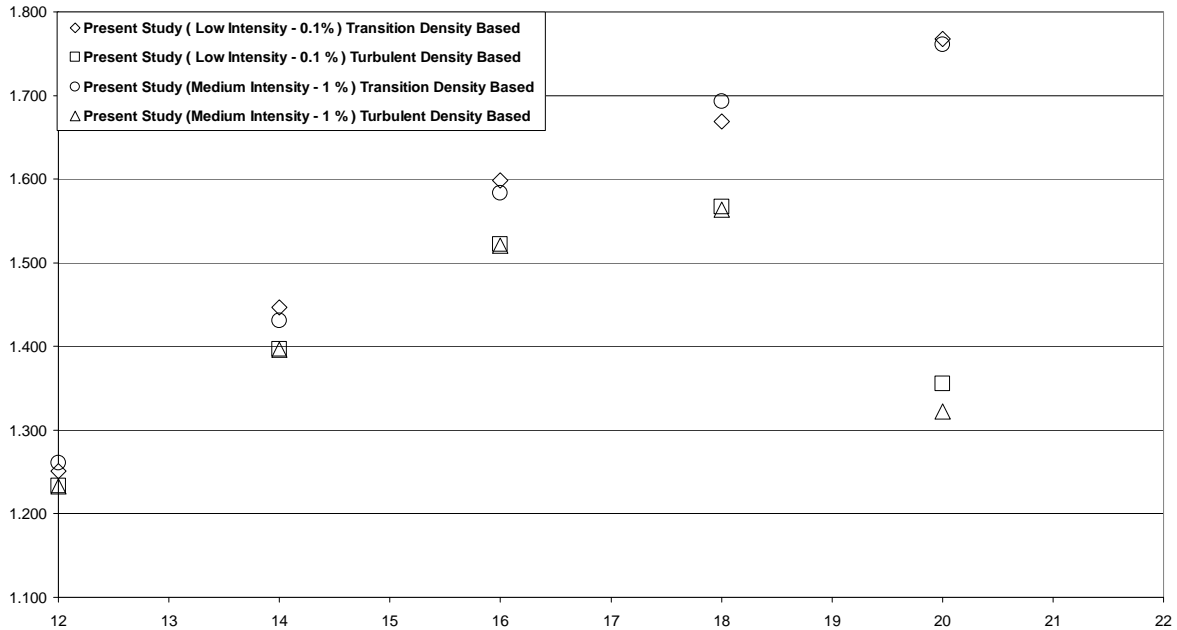


شکل ۲۱- مقایسه میان منحنی قطبی پسا و تاثیر شدت اغتشاش جریان آزاد ۱ درصدی و ۰/۱ درصدی بر روی نتایج؛ این تحلیل ها با استفاده از فرض جریان تماماً آشفته مدل $K\omega$ -SST و فرض جریان نزدیک به واقعیت گذار $K\omega$ -Transition (هر دو تحلیل به روش چگالی مینا) به انجام رسیده اند و نتایج عددی به دست آمده با نتایج معتبر مقایسه شده اند؛ در تمامی تحلیل ها، عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.

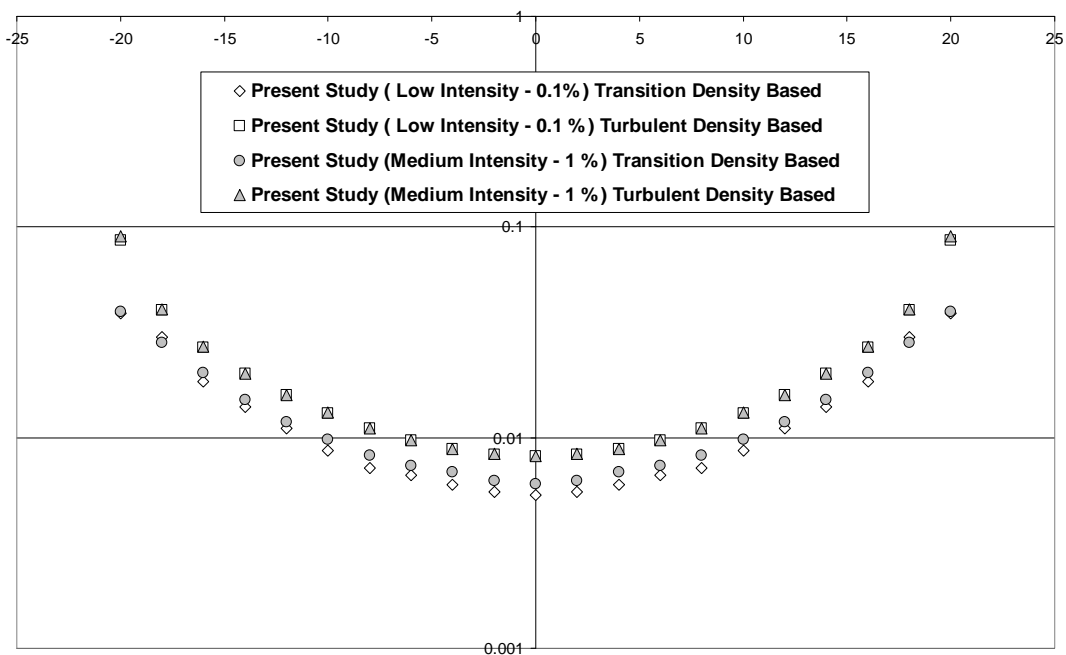


شکل ۲۲- اختلاف میان نتایج ضریب برآ بر حسب زاویه حمله - به دست آمده از تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل

قدرتمند تماماً آشفته $K\omega$ -SST نسبت به نتایج ضریب برآی تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل گذار $K\omega$ -Transition در دو تحلیل جریان دارای سطح اغتشاش ۱ درصدی و سطح اغتشاش ۰/۱ درصدی؛ مجدداً وقوع شرایط واماندگی پیش از موعد (یا همان واماندگی زودرس) در فرض جریان تماماً آشفته مشهود است؛ در هر دو تحلیل عدد رینولدز جریان آزاد ۶ میلیون و تحلیل به روش بر مبنای چگالی صورت گرفته است.



شکل ۲۳- نمای نزدیک اختلاف میان نتایج ضریب برآی بر حسب زاویه حمله - به دست آمده از تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل قدرتمند تماماً آشفته $K\omega$ -SST نسبت به نتایج ضریب برآی تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل گذار $K\omega$ -Transition در دو تحلیل جریان دارای سطح اغتشاش ۱ درصدی و سطح اغتشاش ۰/۱ درصدی



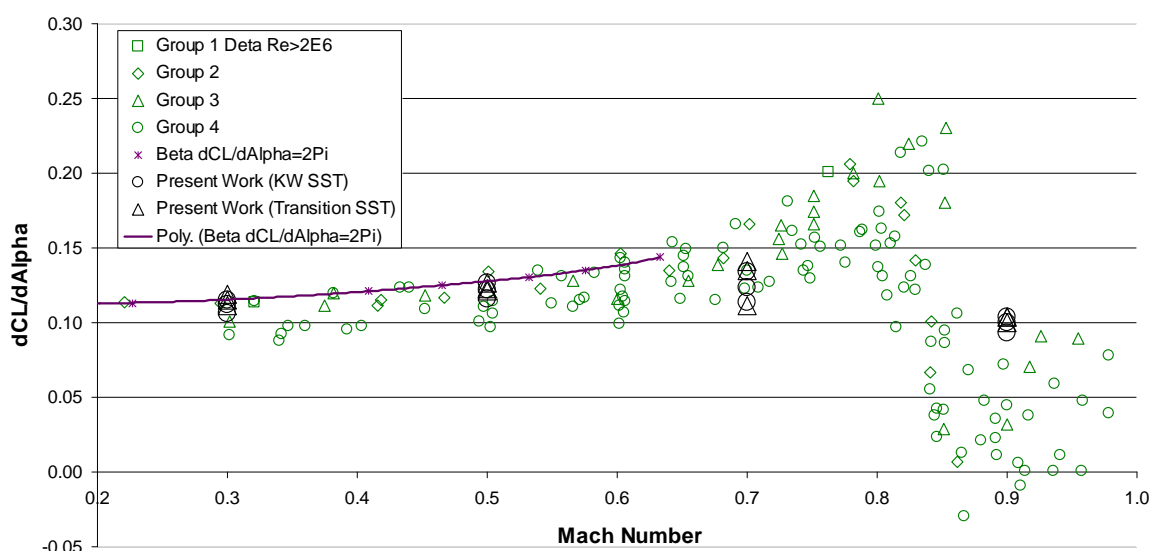
شکل ۲۴- نمودار اختلاف میان نتایج ضریب پسا (محور عمودی) بر حسب زاویه حمله (محور افقی) - به دست آمده از تحلیل میدان جریان با استفاده از مدل قدرتمند تماماً آشفته $K\omega$ -SST نسبت به نتایج ضریب برآی تحلیل میدان جریان با

استفاده از مدل گذار $K\omega$ -Transition در دو تحلیل جریان دارای سطح اغتشاش ۱ درصدی و سطح اغتشاش ۰/۱ درصدی

بخش چهارم: نتایج تحلیل میدان جریان از رژیم زیرصوت تا گذر صوت

در قسمت دوم از بررسی نتایج تحلیل‌های میدان جریان، به بررسی ضرایب انتگرالی مربوط به خصوصیات آیرودینامیکی ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در رژیم‌های زیرصوت تا گذر صوت پرداخته شده است و کمتر به مباحث مربوط به کمیت‌های لایه مرزی و رشد آن پرداخته شده است.

در مرجع [۴]، نتایج تجربی به دست آمده از تست تونل باد مقطع دوبعدی ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ در بیش از ۴۰ عدد تونل باد معتبر دنیا ارائه شده و با یکدیگر مقایسه شده اند. پراکندگی داده‌های این مرجع برای هر یک از خصوصیات آیرودینامیکی این ایرفویل حاکی از آن است که با استفاده از تست‌های تونل باد، لزوماً به داده‌های یکسانی برای ضرایب انتگرالی آیرودینامیکی یک ایرفویل نرسیده و ممکن است با طیف پراکنده‌ای از نتایج تجربی مواجه گردیم که البته اختلاف در نتایج را می‌توان به عواملی نظیر اثرات مقیاس، اثرات دیواره‌ها، اثرات شدت اغتشاش جریان بالادستی، اختلاف در زبری سطوح ایرفویلی استفاده شده، اختلاف در دقت بالانس‌ها و در نهایت خطاهای اندازه‌گیری (تجهیزات و نیروی انسانی) نسبت داد. با مقایسه میان نتایج تحلیل‌های عددی مقاله پیش رو با نتایج تجربی مندرج در مرجع [۴] که در شکل (۲۵) نشان داده شده است، مشاهده می‌شود که پراکندگی نتایج عددی به دست آمده برای این مقطع ایرفویلی در محدوده اعداد ماخ ۰/۳ الی ۰/۷ (در اعداد رینولدز ۱ میلیون تا ۱۰۰ میلیون) از انطباق مناسبی بر نتایج تجربی برخوردار است. لیکن به نظر می‌رسد پراکندگی نتایج عددی به دست آمده از مدل گذار $K\omega$ -Transition به مراتب بهتر و نزدیکتر به نتایج تجربی در مقایسه با نتایج عددی به دست آمده از مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST می‌باشد.



شکل ۲۵- تغییرات شیب منحنی برآبر حسب اعداد ماخ مختلف (به دست آمده در نتایج تحلیل عددی)

و مقایسه با نتایج تجربی موجود در مرجع [۴]

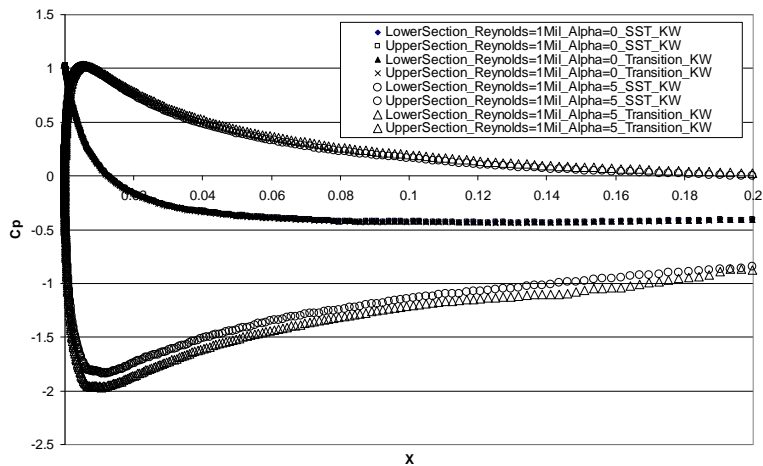
در خصوص نتایج حاصل از عدد ماخ ۰/۹، اندک اختلاف مشاهده شده مربوط به اثرات تراکم پذیری و اثرات مربوط به رژیم گذر صوت است که به واسطه استفاده از یک مدل آشفتگی که تنها مجهز به دو معادله انتقالی برای کمیت های گذار / آشفتگی است، بدیهی است که بخشی از فرآیندهای مربوط به تبادل / تولید / اضمحلال انرژی میان ترم های مختلف تاثیرگذار در رژیم جریان (مثلاً همبستگی های دوگانه و سه گانه آشفتگی) در تحلیل های عددی لحاظ نخواهد شد (و حداکثر دو عدد از این تبدلات انرژی به دقت محاسبه و بقیه با تقریب مواجه خواهند بود)، در حالی که در فیزیک تجربی جریان، این اثرات واقعاً وجود دارند.

۲۱- بررسی پارامترهای مرتبط با رشد لایه مرزی حول ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در شرایط جریانی مختلف

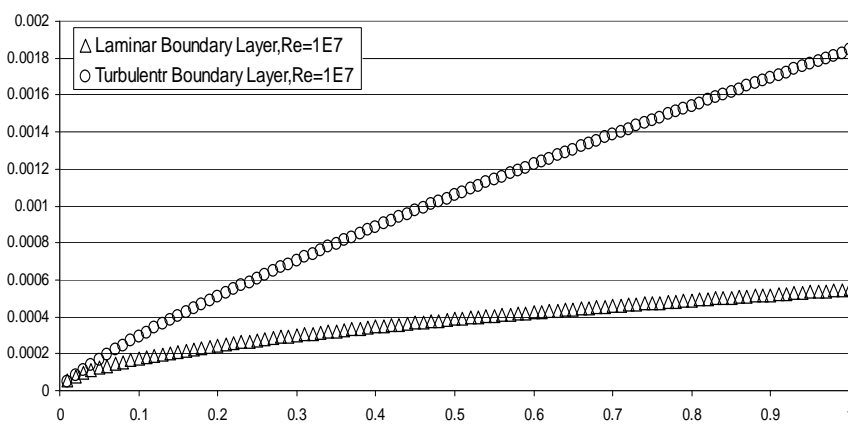
یکی از مهمترین پارامترهای یک جریان آیرودینامیک خارجی، پارامترهای مربوط به رشد لایه مرزی می باشد که در تست های تونل باد، به واسطه برخی مشکلات و پیچیدگی های موجود (بالاخص در حوزه شبیه سازی شرایط واقعی عددی رینولدز در یک تست تونل باد و مشکلات موجود در خصوص اندازه گیری کمیت های جریانی در داخل ضخامت اندک لایه مرزی)، کمتر به آنها توجه می شود. در این قسمت از روی نتایج عددی، به برخی از پارامترهای مربوط به لایه مرزی و رشد آن چه در تحلیل جریان گذار و چه در تحلیل جریان تماماً آشفته پرداخته شده است. در ابتدا به بررسی توزیع فشار بر روی سطح فوقانی و سطح تحتانی ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در عدد ماخ ۰/۳ و عدد رینولدز یک میلیون پرداخته شده است.

همانطور که در شکل (۲۶) مشاهده می شود، در نواحی ابتدایی ایرفویلی به طول واحد، به واسطه استفاده از مدل گذار $K\omega$ -Transition به جای مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST، در حوالی تاج ایرفویل، میزان کاهش فشار در مدل گذار به مراتب بیشتر از همین کاهش فشار در مدل تماماً آشفته است که این امر حاکی از رشد سریعتر لایه مرزی در جریان آرام ابتدای صفحه در تحلیل گذار (در مقایسه با فرض تماماً آشفته) و به تبع آن افزایش ضخامت جابجایی^۱ (اصطلاحاً δ^*) آن می باشد. این اتفاق در تطابق کامل با فرضیات جریان لایه مرزی تماماً آشفته و تماماً آرام بر روی نواحی ابتدایی یک صفحه تخت است [۱]. همانطور که در شکل های (۲۷) و (۲۸) نیز نشان داده شده است، به ازای مقادیر کوچک اعداد رینولدز جریان آزاد، رشد ضخامت جابجایی یک لایه مرزی آرام سریعتر از رشد ضخامت جابجایی یک لایه مرزی آشفته می باشد؛ لیکن برای مقادیر بزرگ اعداد رینولدز جریان آزاد، رشد ضخامت جابجایی یک لایه مرزی آشفته سریعتر از رشد ضخامت جابجایی یک لایه مرزی آرام می باشد.

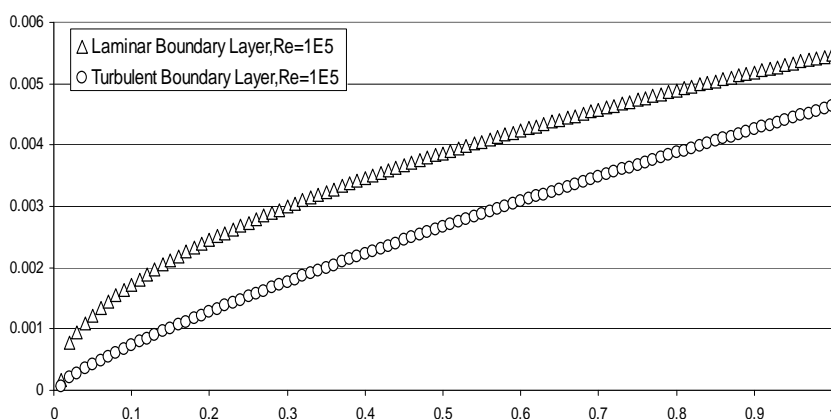
^۱ Displacement Thickness



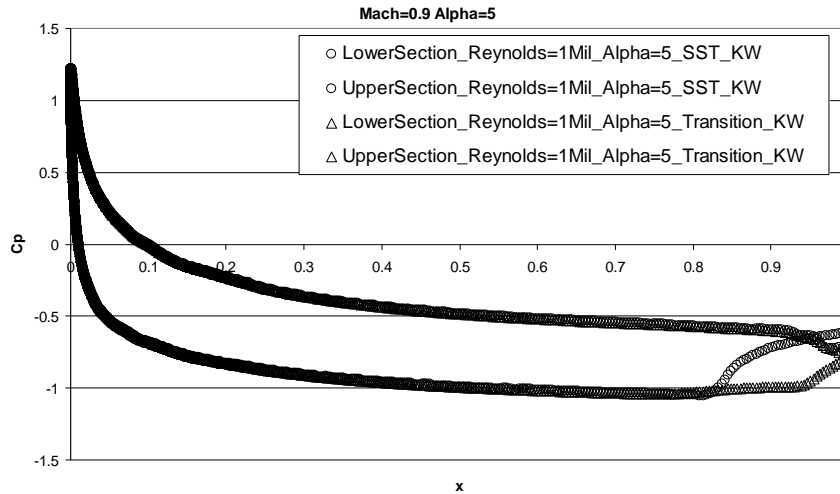
شکل ۲۶- تغییرات ضریب C_p بر حسب طول ایرفویل در عدد رینولدز ۱ میلیون و عدد ماخ ۰/۳



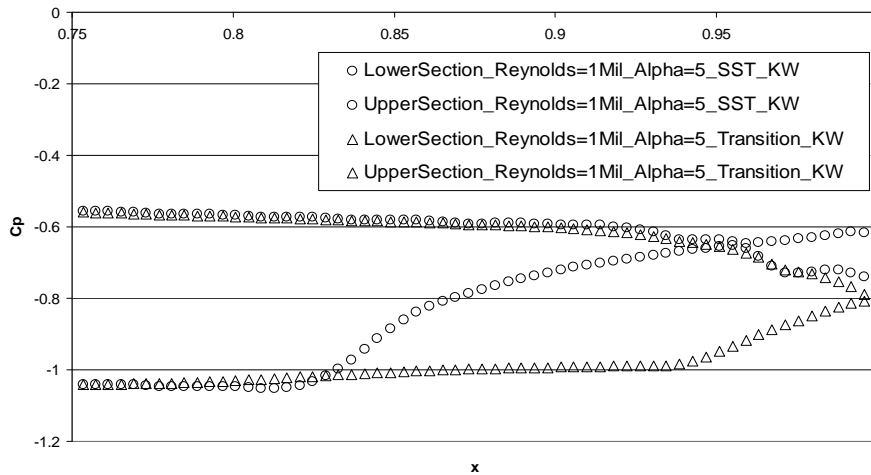
شکل ۲۷- تغییرات ضخامت جابجایی δ^* در طول یک صفحه تخت برای عدد رینولدز ۱۰ میلیون در دو حالت جریان آرام و جریان آشفته



شکل ۲۸- تغییرات ضخامت جابجایی δ^* در طول یک صفحه تخت برای عدد رینولدز ۱۰۰ هزار در دو حالت جریان آرام و جریان آشفته



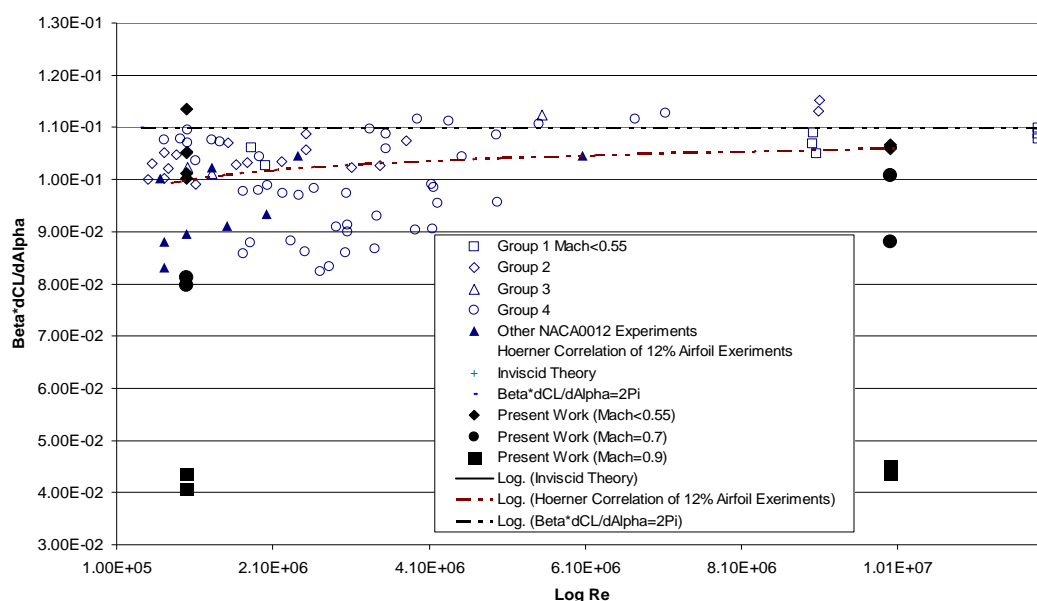
شکل ۲۹- تغییرات ضریب فشار C_p بر حسب طول ایرفویل (تمام طول ایرفویل) در عدد رینولدز ۱ میلیون و عدد ماخ ۰/۹



شکل ۳۰- تغییرات ضریب C_p بر حسب طول ایرفویل (قسمت انتهایی مجاور به لبه فرار ایرفویل) در عدد رینولدز ۱ میلیون و عدد ماخ ۰/۹

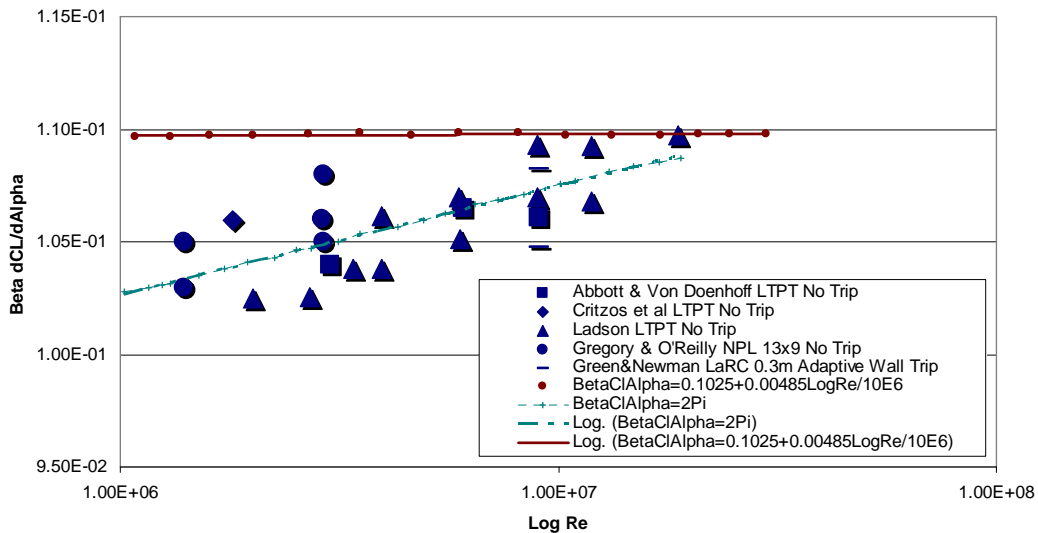
همانطور که در شکل های (۲۹) و (۳۰) مشاهده می شود، برهمکنش میان شوک و لایه مرزی، در نتایج مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST به مراتب سریعتر از مدل گذار $K\omega$ -Transition رخ داده است که این امر ناشی از رشد سریعتر لایه مرزی در فرض جریان تماماً آشفته و به تبع آن دور شدن شوک از لبه فرار ایرفویل در فرض جریان تماماً آشفته است (شکل ۳۰ مربوط به نمای نزدیک شکل ۲۹ است). همانطور که در شکل های (۳۱) و (۳۲) نشان داده شده است، نتایج عددی مربوط به شیب منحنی برای $\beta dC_L/d\alpha$ برای تمامی اعداد ماخ (غیر از عدد ماخ ۰/۹) از انطباق بسیار خوبی بر نتایج تجربی و نیمه تجربی موجود برخوردار است. لیکن در عدد ماخ ۰/۹ که در آن با برهمکنش قوی میان شوک و لایه مرزی مواجه می باشیم، میزان خطا قابل توجه می باشد که این امر حاکی از آن است که هیچ یک از دو مدل آشفته $K\omega$ -SST و مدل گذار $K\omega$ -Transition قادر به تسخیر توزیع نیروی برآ در عدد ماخ گذر صوت و عدد رینولدز اشاره شده نبوده و می توان در تحقیقات آینده از تنظیم ضرایب همبستگی مربوطه در این دو مدل برای انطباق دهی بر نتایج

تجربی موجود استفاده نمود. با توجه به اختلاف ایجاد شده در نتایج گذر صوت، در قسمت پایانی مقاله به بررسی نتایج تحلیل عددی جریان برای سه وضعیت جریانی گذر صوت در شرایط خاص پرداخته شده است. همانطور که در شکل (۳۳) نشان داده شده است، با مقایسه میان ضریب پسای حاصل از تحلیل های عددی با نتایج تجربی موجود، مشخص می شود که نتایج عددی به دست آمده از مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST در مقایسه با نتایج تجربی مربوط به ایرفویل تریپ^۱ شده (جریان لایه مرزی که به صورت مصنوعی با شرایط تماماً آشفتۀ مواجه است) از انطباق بسیار خوبی برخوردار است. همچنین نتایج عددی به دست آمده از مدل گذار $K\omega$ -Transition در مقایسه با نتایج تجربی مربوط به ایرفویل فاقد تریپ (جریان لایه مرزی که به صورت طبیعی با فرآیند گذار از حالت آرام به آشفتۀ مواجه است) از انطباق بسیار خوبی برخوردار است.

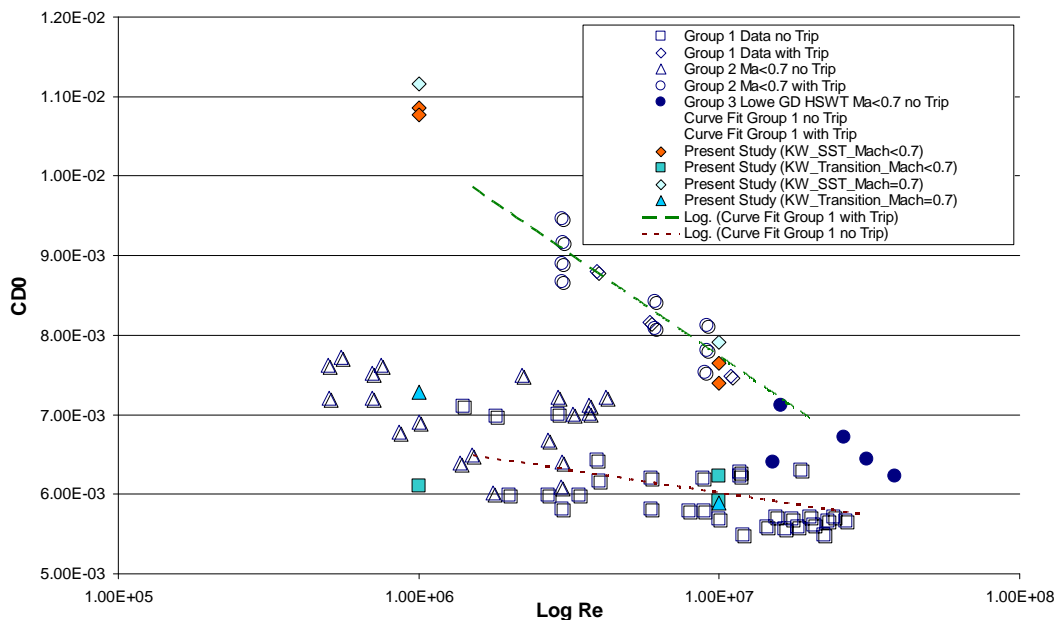


شکل ۳۱- تغییرات ضریب $\beta dC_L/d\alpha$ بر حسب عدد رینولدز و مقایسه با نتایج تجربی موجود

^۱ Trip

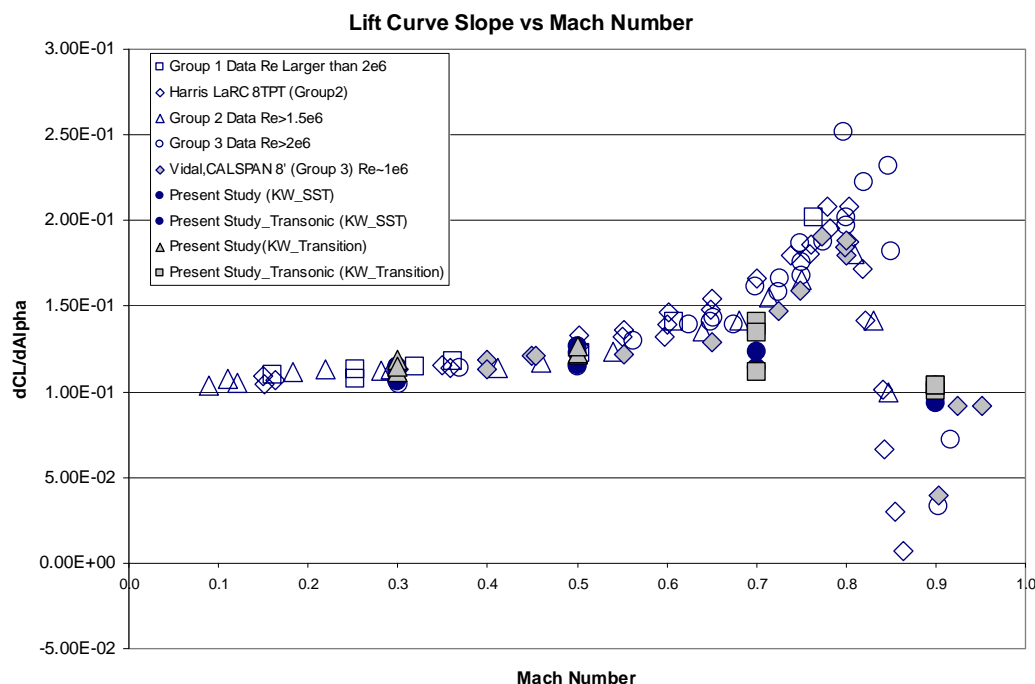


شکل ۳۲- تغییرات ضریب $\beta dC_L/d\alpha$ بر حسب عدد رینولدز در تونل های باد معتبر و تئوری های کلاسیک



شکل ۳۳- تغییرات ضریب پسا در برای صفر CD_0 بر حسب عدد رینولدز و مقایسه با نتایج تجربی موجود

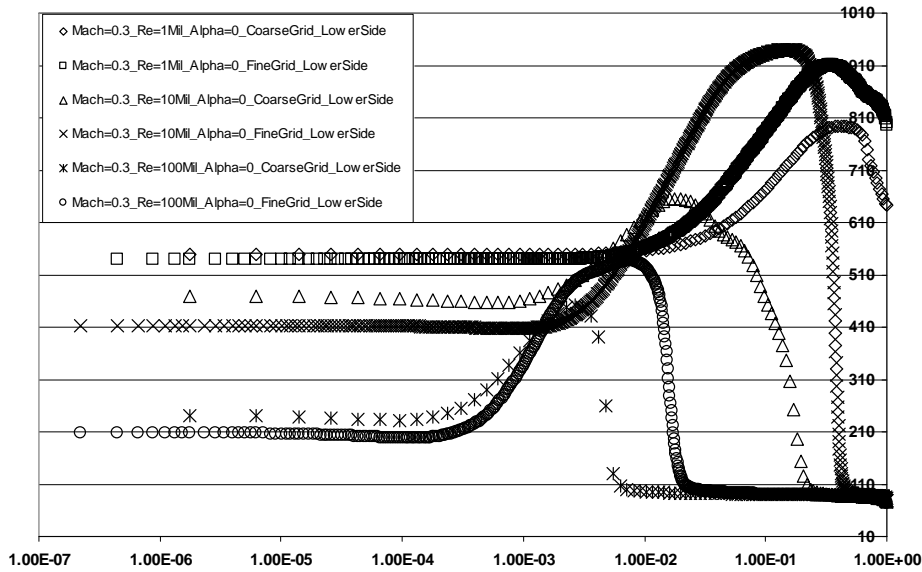
با توجه به شکل (۳۴)، در اعداد ماخ $0/3$ و $0/5$ ، هر دو مدل توانسته اند به خوبی شیب منحنی برای موجود در نتایج تجربی را تسخیر نمایند. با نزدیک شدن به محدوده گذر صوت خطا رفته رفته افزایش می یابد؛ به نحوی که در عدد ماخ $0/7$ ، شیب منحنی برای به دست آمده از نتایج عددی کمتر از شیب منحنی برای تجربی بوده و در عدد ماخ $0/9$ نیز شیب منحنی برای نتایج عددی به مراتب بزرگتر از همین شیب در نتایج تجربی موجود است (شیب منحنی برآ بیشترین تغییر را در عدد ماخ $0/7$ تجربه نموده است که این امر را می توان به تعویق و یا تسریع یافتن وقوع پدیده جدایش جریان بر روی سطح ایرفویل در شرایط مختلف مرتبط دانست).



شکل ۲۴- تغییرات شیب منحنی برآ بر حسب عدد ماخ و مقایسه با نتایج تجربی موجود

۲۲- بررسی نتایج مربوط به Re_{θ} و موقعیت وقوع گذار و پارامترهای تاثیرگذار بر آن

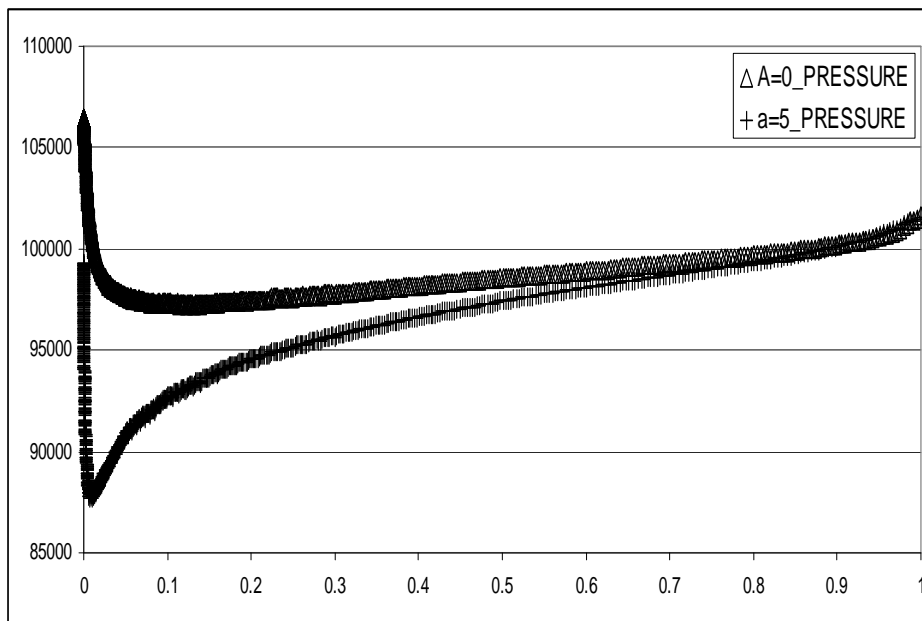
با لحاظ نمودن این نکته که در نقطه وقوع گذار، مقدار عدد رینولدز بر مبنای ضخامت ممنتوم، Re_{θ} ، تغییرات شدیدی را تجربه می نماید [۱]، به بررسی تغییرات موقعیت وقوع گذار جریان و پارامترهای تاثیرگذار بر روی آنها (فقط برای عدد ماخ ۰/۳ و زاویه حمله صفر درجه و در اعداد رینولدز ۱ میلیون الی ۱۰۰ میلیون) پرداخته شده است. با نگاهی به نتایج مندرج در شکل (۳۵) که برای توزیع رینولدز ضخامت ممنتوم Re_{θ} در عدد ماخ ۰/۳ و زاویه حمله صفر درجه به دست آمده است، متوجه خواهیم شد که اولاً در یک عدد رینولدز ثابت، با ریز شدن شبکه محاسباتی و نزدیک شدن به فیزیک جریان، گذار به نواحی پایین دست ایرفویل منتقل می شود؛ به بیان دیگر در شبکه های محاسباتی درشت، به واسطه افزایش مجازی ضخامت لایه مرزی در عدد رینولدز ثابت در جریان آزاد و به تبع آن تضعیف اثرات لزجت جریان، وقوع گذار پیش از موعد مقرر شده پیش بینی می شود و به واسطه ورود به ناحیه تماماً آشفته، افزایش ضریب پسا در شبکه های محاسباتی درشت مشاهده می شود. ثانیاً با افزایش عدد رینولدز (و به تبع آن کاهش بیشتری در اثرات اضمحلال لزج جریان) وقوع گذار به حالت آشفته تسریع یافته و به نواحی بالادستی ایرفویل (نزدیک به لبه حمله جریان) منتقل می شود.



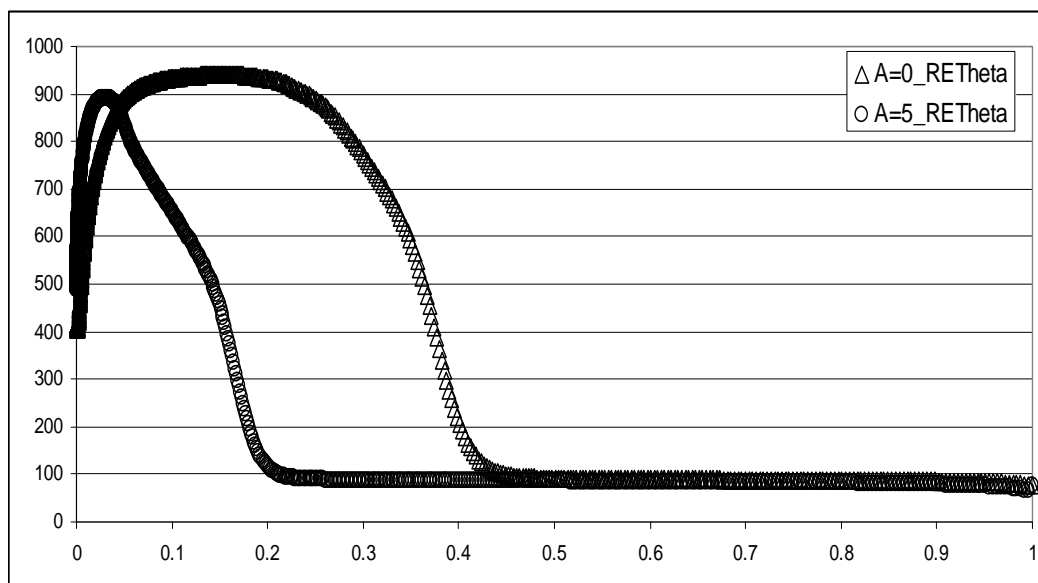
شکل ۳۵- تغییرات عدد رینولدز ضخامت منبسط در عدد ماخ ۰/۳ و زاویه حمله صفر در اعداد رینولدز طولی مختلف و تراکمهای شبکه های محاسباتی مختلف (به منظور نمایش بهتر نتایج، نمودار افقی نیمه لگاریتمی ترسیم شده است)

۲۳- بررسی تاثیرات گرادیان فشار بر روی وقوع گذار جریان در نتایج به دست آمده

با توجه به شکل های (۳۶) و (۳۷) در عدد ماخ ۰/۳ و عدد رینولدز ۱۰ میلیون، با افزایش اثرات گرادیان فشار معکوس (نامطلوب) APG در زاویه حمله ۵ درجه (مطابق با توزیع فشار مندرج در شکل ۳۶)، وقوع گذار در زاویه حمله ۵ درجه نسبت به زاویه حمله صفر درجه تسریع یافته است (شکل ۳۷) که این امر کاملاً منطبق بر پیش بینی های قبلی مبنی بر تاثیر گرادیان فشار معکوس بر روی تسریع در فرآیند گذار جریان بود.



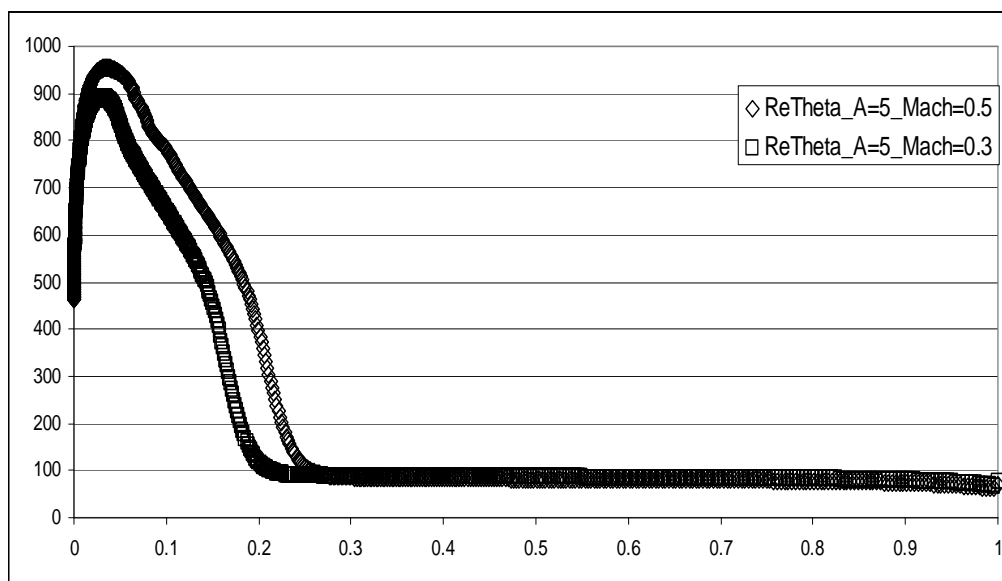
شکل ۳۶- توزیع فشار بر روی سطح فوقانی ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در عدد ماخ ۰/۳ و عدد رینولدز ۱۰ میلیون؛ همانطور که مشاهده می شود در زاویه حمله ۵ درجه نسبت به زاویه حمله صفر درجه، در فاصله کوتاهی در پایین دست لبه حمله ایرفویل، جریان با یک گرادیان فشار معکوس APG قابل توجه مواجه می شود.



شکل ۲۷- نمودار توزیع Re_{θ} بر روی سطح ایرفویل؛ تحت تاثیر اثرات گرادیان فشار معکوس، وقوع گذار در زاویه حمله ۵ درجه نسبت به زاویه حمله صفر درجه تسریع یافته است.

۲۴- بررسی تاثیرات تراکم پذیری بر روی وقوع گذار جریان در نتایج عددی

با نگاهی به مقایسه میان عدد رینولدز بر مبنای ضخامت ممتموم Re_{θ} در طول سطح فوقانی ایرفویل ناکای سری ۰۰۱۲ در عدد رینولدز ۱۰ میلیون و برای دو عدد ماخ ۰/۳ و ۰/۵ (شکل ۳۸) مشاهده می شود که با افزایش عدد ماخ در مقادیر یکسان زوایای حمله و عدد رینولدز جریان آزاد، وقوع گذار به تاخیر افتاده و البته طول ناحیه گذار نیز افزایش یافته است که کاملاً منطبق بر پیش بینی های قبلی بوده است.



شکل ۳۸- به واسطه اثرات تراکم پذیری، وقوع گذار در عدد ماخ ۰/۵ نسبت به عدد ماخ ۰/۳ به تاخیر افتاده و در عین حال طول ناحیه گذار افزایش یافته است.

۲۵- نتیجه گیری

در مقاله ارائه شده، تاثیرات پارامترهای مختلف جریان آزاد (اعم از عدد ماخ، عدد رینولدز، زاویه حمله) بر روی خصوصیات آیرودینامیکی ایرفویل کلاسیک ناکای سری ۰۰۱۲ (من جمله ضرایب برآ و پسا و توزیع فشار، کمیت‌های مرتبط با لایه مرزی نظیر توزیع عدد Re_{θ} و توزیع گرادیان سرعت) هم در رژیم تراکم ناپذیر و هم در رژیم‌های تراکم پذیر زیرصوت تا گذرصوت به صورت عددی مورد بررسی دقیق قرار گرفت؛ به منظور بررسی تاثیرات و نیز دقت فرضیات جریان تماماً آشفته در اغلب تحلیل‌های عددی رایج بر روی خصوصیات جریانی حول این ایرفویل، در تحلیل انجام شده از دو مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST و مدل گذار $K\omega$ -Transition استفاده شد. نتایج حاصل از این تحلیل‌ها، حاکی از آن است که:

- اختلاف نتایج حاصل از فرض جریان تماماً آشفته و فرض جریان گذار بالاخص در شبکه‌های محاسباتی ریز و همچنین بالاخص در رژیم گذرصوت، بسیار قابل توجه می باشد.
- توجه به فرضیات به کار رفته در تحلیل‌های عددی و لزوم استفاده از مدل‌های آشفتگی نزدیک به واقعیت (نظیر مدل‌های گذار) و استفاده از مدل‌های تماماً آشفته تنها در شرایطی که از آشفته بودن جریان اطمینان کافی وجود دارد، از اهمیت به سزایی در دستیابی به نتایجی دقیق برخوردار می باشند.
- برخلاف توصیه‌های رایج، استفاده از روش بر مبنای چگالی نه تنها برای رژیم تراکم پذیر، که برای رژیم تراکم ناپذیر نیز دقت‌های بالاتری نسبت به روش رایج بر مبنای فشار ارائه نموده است.
- در جریان تراکم ناپذیر و در زوایای حمله پایین، اندازه ضریب برآ در هر دو تحلیل تماماً آشفته و تحلیل گذار، نسبتاً بر روی هم قرار دارند. اما در زوایای حمله بالا این اختلاف مشهودتر شده است.
- در جریان تراکم ناپذیر، حجم جریان جدایش یافته در تحلیل تماماً آشفته بزرگتر از حجم جریان جدایش یافته در تحلیل گذار بوده و این به معنای جدایش زودرس در تحلیل جریان تماماً آشفته است.
- در جریان تراکم ناپذیر، با افزایش سطح اغتشاش جریان آزاد از ۰/۱ درصد به ۱ درصد، در تحلیل تماماً آشفته، وقوع واماندگی تسریع شده است؛ اما در تحلیل گذار این وضعیت خیلی مشهود نمی باشد.
- در جریان تراکم ناپذیر، اندازه ضریب پسا در تحلیل تماماً آشفته وابسته به شدت اغتشاش جریان آزاد نمی باشد. لیکن در تحلیل گذار، اندازه پسا متأثر از افزایش اغتشاش جریان آزاد، افزایش یافته است.
- در محدوده جریان تراکم پذیر زیرصوت تا گذرصوت، پراکندگی نتایج مدل گذار $K\omega$ -Transition به مراتب نزدیکتر به نتایج تجربی در مقایسه با نتایج مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST می باشد.
- در محدوده جریان تراکم پذیر زیرصوت تا گذرصوت، در ابتدای ایرفویل، به واسطه استفاده از مدل گذار $K\omega$ -Transition به جای مدل تماماً آشفته $K\omega$ -SST، در حوالی تاج ایرفویل، کاهش فشار در مدل گذار به مراتب بیشتر از همین کاهش در مدل تماماً آشفته است که این امر حاکی از رشد

سریعتر لایه مرزی در جریان آرام ابتدای صفحه در تحلیل گذار و به تبع آن افزایش ضخامت جابجایی است.

- در محدوده جریان تراکم پذیر گذر صوت، برهمکنش شوک و لایه مرزی، در نتایج مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST به مراتب سریعتر از مدل گذار $K\omega$ -Transition رخ داده است که این امر ناشی از رشد سریعتر لایه مرزی در جریان تماماً آشفتۀ و دور شدن شوک از لبۀ فرار در جریان تماماً آشفتۀ است.
- نتایج عددی مربوط به شیب منحنی برای $\beta d C_L / d\alpha$ برای تمامی اعداد ماخ (غیر از عدد ماخ ۰/۹) از انطباق بسیار خوبی بر نتایج تجربی و نیمه تجربی موجود برخوردار است. لیکن در عدد ماخ ۰/۹ که در آن با برهمکنش قوی میان شوک و لایه مرزی مواجه می‌باشیم، میزان خطا قابل توجه می‌باشد.
- در محدوده جریان تراکم پذیر زیرصوت تا گذر صوت، نتایج عددی به دست آمده از مدل تماماً آشفتۀ $K\omega$ -SST در مقایسه با نتایج تجربی مربوط به ایرفویل تریپ شده به روش مصنوعی از انطباق خوبی برخوردار است. همچنین نتایج عددی به دست آمده از مدل گذار $K\omega$ -Transition در مقایسه با نتایج تجربی مربوط به ایرفویل فاقد تریپ از انطباق بسیار خوبی برخوردار است.
- در اعداد ماخ ۰/۳ و ۰/۵، هر دو مدل توانسته‌اند به خوبی شیب منحنی برای موجود در نتایج تجربی را تسخیر نمایند. با نزدیک شدن به محدوده گذر صوت و تشکیل برهمکنش میان شوک و لایه مرزی، خطا افزایش می‌یابد؛ به نحوی که در عدد ماخ ۰/۷، شیب منحنی برای به دست آمده از نتایج عددی قدری کمتر از شیب منحنی برای گزارش شده در نتایج تجربی بوده و در عدد ماخ ۰/۹ نیز شیب منحنی برای به دست آمده از نتایج عددی به مراتب بزرگتر از همین شیب در نتایج تجربی موجود است.
- در یک عدد رینولدز ثابت، با ریز شدن شبکه محاسباتی، گذار به نواحی پایین دست ایرفویل منتقل می‌شود؛ در شبکه‌های محاسباتی درشت، به واسطه افزایش مجازی ضخامت لایه مرزی در عدد رینولدز ثابت در جریان آزاد و تضعیف اثرات لزجت جریان، وقوع گذار به صورت زودرس رخ داده و به واسطه ورود به ناحیه تماماً آشفتۀ، افزایش ضریب پسا در شبکه‌های محاسباتی درشت مشاهده می‌شود.
- با افزایش عدد رینولدز (و به تبع آن کاهش بیشتری در اثرات اضمحلال لزج جریان) وقوع گذار به حالت آشفتۀ تسریع یافته و به نواحی بالادستی ایرفویل (نزدیک به لبۀ حمله جریان) منتقل می‌شود.

مراجع

- [1] Saniei Nejad, M., "Fundamentals of Turbulent Flows and Turbulence Modeling", Danesh Negar Pub. In Persian (2009).
- [2] Gregory, N., and Wilby, P.G., "NPL 9615 and NACA 0012 - A Comparison of Aerodynamic Data", Aeronautical Research Council, London, (1973).

- [3] Jameson, A., and Mavriplis, D., "Finite Volume Solution of the Two-dimensional Euler Equations on a Regular Triangular Mesh", AIAA-85-0435, Reno, Nevada, January 14-17 (1985).
- [4] McCroskey, W.J., "A Critical Assessment of Wind Tunnel Results for the NACA0012 Airfoil", NASA Technical Memorandum 100019, USAAVSCOM Technical Report 87-A-5, October (1987).
- [5] Maksymiuk, C.M., and Pulliam, T.H., "Viscous Transonic Airfoil Workshop Results using ARC2D", AIAA-87-04 15, AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, January 12-15 (1987).
- [6] Arias, O., Falcinelli, O., Fico, N., and Elaskar, S., "Finite Volume Simulation of a Flow over a NACA 0012 using Jameson, Maccormack, Shu and Tvd Esquemes", *Mecanica Computacional*, Vol. XXVI, pp. 3097-3116, Argentina, Oct. (2007).
- [7] Barter, G.E., "Shock Capturing with PDE-based Artificial Viscosity for an Adaptive, Higher-order Discontinuous Galerkin Finite Element Method", Doctor of Philosophy Thesis, Massachusetts Institute of Technology, USA, (2008).
- [8] Schook, R., "Bypass Transition Experiments in Subsonic Boundary Layers", Eindhoven University Press Facilities, The Netherlands, (2000).
- [9] Mayle, R.E., "The Role of Laminar-turbulent Transition in Gas Turbine Engines", *Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, No. 4, pp. 509-536, Oct, (1991).
- [10] Sveningsson, A., "Transition Modelling – A Review", Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, Oct. (2006).
- [11] Menter, F.R., "Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA J.*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, August, (1994).
- [12] Wilcox, D.C., "Turbulence Modeling for CFD", DCW Industries, Inc., La Canada, California, (1998).
- [13] Hutchinson, B.R., and Raithby, G.D., "A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 9, pp. 511-537, (1986).
- [14] Weiss, J.M., Maruszewski, J.P., and Smith, W.A., "Implicit Solution of Preconditioned Navier-Stokes Equations, using Algebraic Multigrid", *AIAA J.*, Vol. 37, pp. 29-36, (1999).
- [15] Rumsey, C.L., Smith, B.R., and Huang, G.P., "Description of a Website Resource for Turbulence Model Verification and Validation", AIAA Paper 2010-4742 40th AIAA Fluid Dynamics Conference, Chicago, IL, June 28-July 1 (2010).

فهرست نمادهای انگلیسی

c_p	: ظرفیت حرارتی در فشار ثابت
E	: انرژی کل $h - (p/\rho) + (U^2/2)$
H	: ضریب شکلی لایه مرزی
h	: آنتالپی محسوس
K	: انرژی جنبشی آشفتگی متوسط گیری شده
k	: هدایت حرارتی
\hat{N}	: نرخ اصلاح شده تولید لکه های آشفتگی
$\hat{n}\sigma$: نرخ تولید لکه های آشفتگی
p	: فشار استاتیک موضعی
Pr_t	: عدد پرانتل آشفته
R	: ثابت گازی R_u/M
S	: مقدار مطلق نرخ کرنش $(2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$
S_{ij}	: تانسور نرخ کرنش $0.5(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$
T	: دمای استاتیک موضعی
Tu	: شدت آشفتگی $100(2K/3)^{1/2}/U$
U	: سرعت موضعی
u_i	: سرعت موضعی در راستای x_i
u'_i	: مولفه نوسانی سرعت در راستای x_i
\bar{I}	: آمین مختصه دستگاه مختصات کارتزین
y	: فاصله از نزدیکترین دیواره
y^+	: فاصله در دستگاه مختصات دیواره ای $\rho y u_\tau / \mu$
μ	: ویسکوزیته مولکولی
μ_t	: ویسکوزیته ادی
μ_τ	: سرعت برشی
ρ	: چگالی
τ	: تنش برشی دیواره ای
λ_θ	: پارامتر گرادیان فشار
τ_{ij}	: تانسور Deviatoric
ϵ	: نرخ اضمحلال آشفتگی
ω	: فرکانس آشفتگی
γ	: خاصیت تناوبی Intermittency

Abstract

In the following paper, the accuracy of full turbulent K- ϵ and transitional K- ω models in external aerodynamic capturing of NACA0012 in both incompressible regime (Re number of 6 million) and subsonic compressible regime (Mach number of 0.3 to 0.9 and Re number of 1 million to 100 million) have been comprehensively investigated until using comparison between both results, the differences between full turbulent and transitional flow (combined fully laminar + transition region + fully turbulent) assumptions in aerodynamic coefficients specified accurately.

Among these investigations, some sorts of sensitivity analysis, including changes in free-stream Mach number, free-stream Reynolds number, free-stream angle of attack, grid density and free stream turbulence level have been done. Also the effects of transition inception point and affecting parameters, and the magnitude of the conformity between numerical results and theoretical concepts about transition and related effective parameters on the magnitude of lift, drag, lift-slope, pressure distribution, and pressure/friction lift-and-drag coefficients have been investigated in detail. To confirm the validity and the accuracy of the results, the numerical results have been compared with some published references.