



**زیربرنامه:**

KwBredberg\_Main

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| **توسعه دهندگان** | مرتضی نامور |  |
| حامد نظری | arm5 |
| **تهیه کنندگان مستند** | مرتضی نامور، حامد نظری | |
| **تاییدکنندگان** | مرتضی نامور | |
| **تاریخ تنظیم سند** | 15/5/1395 | |
| **شناسه سند** | **MC2F111F1** | |
| **زبان برنامه‌نویسی** | **Fortran 90** | |

1. وظایف

این زیربرنامه، زیربرنامه اصلی مدل آشفتگی می­باشد که سایر زیربرنامه­ها در آن فراخوانده می­شوند و درنهایت نیز، لزجت گردابه­ای و بخش نوسانی سرعت یعنی  یا بعبارت دیگر  محاسبه می­گردد.

1. توضیحات و تئوری

متوسط‏گیری رینولدز در معادله‏ی ناویر-استوکس، منجر به معرفی تانسور تنش رینولدزدر معادلات مومنتوم و بردار شار حرارتی  در معادله‏ی انرژی حرارتی می‏شود. این مجهولات می‏بایست برای حل معادلات، مدل شوند. در چارچوب مدل ادی-ویسکوزیتی، تانسور تنش رینولدز توسط تئوری بوزینسک، مدل می‏شود. در این تئوری فرض بر این می‏باشد که یک هم ترازی بین و تغییر شکل متوسط جریان از طریق لزجت توربولاسی  وجود دارد. شارهای حرارتی/تنشی جریان توربولانس مشابه معادل‏های مولکولی‏شان مدلسازی می‏شوند. لزجت توربولاسی  با استفاده از مقیاس سرعتی[[1]](#footnote-1) u و مقیاس طولی[[2]](#footnote-2) l مدل می‏شود :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در مدل‏های ادی– ویسکوزیتی دو معادله‏ای این کمیت‏ها با استفاده از دو معادله‏ی انتقال توربولانسی به دست می‏آیند که در این معادلات انتقال، انرژی جنبشی جریان توربولانس (k)، عموما برای مقیاس سرعتی به کار گرفته می‏شود ()در حالی که مقیاس طولی توسط k و یک کمیت مازاد توربولانسی مدلسازی می‏گردد. در مدل k–ε مقیاس طولی با پارامتر k و نرخ اتلاف آن تخمین زده می‏شود (). این در حالیست که در مدل‏های k–ω عکس مقیاس زمانی، ε به کار گرفته می‏شود ().

انواع مختلف دو معادله‏ای‏های ادی – ویسکوزیتی ارایه گشته‏اند: از قبیل k – τ که توسط اسپزیال و دیگران پیشنهاد شده که برای حل مقیاس زمانی به کار گرفته می‏شود و یا مدل k – که توسط پنگ و داویدسون در سال 2000 پیشنهاد شده و برای حل مستقیم ویسکوزیتی توربولانسی به کار گرفته می‏شود.

از آنجایی که نرخ اتلاف انرژی توربولانسی، ε به طور طبیعی در معادله‏ی دقیق برای انرژی سینتیک توربولانسی ظاهر می‏شود، این بخش انتخاب صریحی برای کمیت توربولانسی ثانویه در فرمول‏سازی برای خواهد بود. هرچند هم از لحاظ فیزیکی و هم عددی مقدار ε بهینه نخواهد بود. تحلیل‏هایی که بر مبنای داده‏های مدلسازی عددی مستقیم[[3]](#footnote-3) انجام شد است نشان می‏دهند که ε در دیواره‏ها غیر صفر و محدود می‏باشد که مشخص کردن آن کاری دشوار می‏باشد.

یکی از راه‏ حل‏های این موضوع دشوار، نرخ اتلاف کاهش یافتهمی‏باشد که شامل بخش اضافی در معادله‏ی k می‏باشد.

یک راه دیگر برای حل این معضل حل یک مقدار جایگزین برای ε می‏باشد. به عنوان مثال مدل‏های k–τ و k– با مقادیر به ترتیب  و  شرایط مرزی را به خوبی ارضا می‏کنند. در مدل k– ε شرط مرزی دیوار برای ε ،  می‏باشد که نشان داده شده است این شرط اثر پایدارکنندگی عددی را به همراه دارد. در یک مطالعه که توسط هانگ و برادشاو انجام شده است، نشان داده شد که انتخاب بهینه برای معادله‏ی مشخصه‏ی مقیاس طولی نرخ اتلاف ویژه () می‏باشد که بر مبنای عملکرد معادله‏های ادی– ویسکوزیتی برای جریان‏های با گرادیان فشار معکوس می‏باشد. در کاری که توسط بردبرگ، پنگ و داویدسون در سال 2002 ارایه شده است، مدل k–ε توسط یک بازنگری در مدلسازی معادله‏ی ω تقویت شده است ]5[.

دلیل ارایه‏ مدل توسط بردبرگ ایراداتی بود که در مدل ویلکاکس مشاهده شده بود. حساسیت جریان آزاد به ω در مدل ویلکاکس، می‏تواند از طریق کالیبراسون بخش‏های نفوذ مقطعی در معادله‏ی ω برطرف گردد. بنابراین بردبرگ با اضافه کردن بخش نفوذ مقطعی[[4]](#footnote-4) ، تعداد بخش‏های خفگی[[5]](#footnote-5) نوسانی توربولانسی را کاهش داد. این مدل صرفا از تابع دمپینگ (خفگی) آزاد فاصله از دیواره را با وابستگی این بخش به عدد رینولدز توربولانسی () استفاده کرد. این امر موجب تسهیل محاسبات جریان در هندسه‏ها مختلف شده که از هرگونه ابهام در فاصله از دیواره‏ی گوشه‏های هندسی، به دور است.

1. معادلات حاکم

معادلات حاکم بر جریان‏های تراکم ناپذیر، شامل معادله‏ بقای جرم، معادلات ممنتوم و معادلات دما می‏باشند که به ترتیب در زیر بدان‏ها اشاره می‏گردد :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
|  |  |
|  |  |

به دلیل حضور بخش  در معادله‏ی ممنتوم و بردار شار حرارتی  در معادله‏ی دما، از معادلات بالا به راحتی نمی‏توان استفاده کرد. بنابراین در روش‏های FEM تانسور تنش رینولدز از طریق تئوری بوسینسک مدل می‏گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در اعداد رینولدز پایین، در مدل توربولانسی لزجت توربولانسی ( ) به صورت زیر مدل می‏گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  | یا |

بطوری که  ثابت بوده و  تابع دمپینگ است. بردار شار حرارتی توربولانسی به صورت زیر مدل می‏شود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

به طوری که عدد پرانتل توربولانسی یا ثابت در نظر گرفته شده یا از یک رابطه‏ی جبری که در زیر آمده، محاسبه می‏گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

که در آن  عدد رینولدز توربولانسی می‏باشد و بصورت زیر تعریف می شود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

* 1. معادلات k- ε:

معادلات دقیق برای انرژی جنبشی و نرخ اتلاف آن به صورت زیر است:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
|  |  |

به طوری که  و  بخش‏های چشمه،  و  بخش‏های اتلافی و  و  بخش‏های پخش ( نفوذ) توربولانسی می‏باشند و آخرین بخش در معادله‏ی ‏(10) و ‏(11) بخش‏های پخش ویسکوزیتی هستند. برای معادله‏ی k ، تئوری بوزینسک در یک بخش حاصلضربی تجمیع می‏گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

و تئوری پخش گرادیان استاندارد ( SGDH ) برای بخش‏های پخش به کار گرفته می‏شود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

نرخ اتلاف از معادله‏ی انتقال خودش به دست می‏آید. مدل k به صورت زیر خواهد بود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

معادله‏ی انتقال برای نرخ اتلاف به صورت مشابه با معادله‏ی k مدل می‏گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با توجه به مدل پیشنهادی اسپالدینگ ضرایب ثابت به شکل زیر می‏باشند:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

برای اعداد رینولدز پایین، یک تابع دمپینگ () در ثابت  ضرب می‏شود.

* 1. تبدیل مدل k-ε به مدل k-ω:

نرخ اتلاف ( اضمحلال) ویژه‏ی انرژی جنبشی به صورت زیر تعریف می‏شود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

متعاقبا معادله‏ی ω از معادلات k و ε به صورت زیر به دست می‏آید:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با جایگذاری معادلات ‏(10) و ‏(11) در رابطه‏ی ‏(18) خواهیم داشت:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

به طوری که :

بخش حاصلضرب: 

بخش اتلاف: 

بخش پخش فشار: 

بخش پخش توربولانسی:



می باشد.

تفاوت عمده‏ی این مدل با مدل ویلکاکس در بخش‏های پخش مقطعی می‏باشد. این بخش‏ها همان‏هایی هستند که با و  متناسب می‏باشند. همانطور که پیشتر گفته شد ضعف مدل ویلکاکس در حساسیت جریان آزاد نسبت به ω می‏باشد. این مورد مخصوصا زمانی صادق است که جریان برشی آزاد مد نظر باشد که در آن صورت هر نتیجه‏ی دلخواه و رندوم در مقادیر مختلف ω به دست آید. در مدل بردبرگ بخش‏های نفوذ مقطعی (پخش مقطعی) توربولانسی و لزجت مدنظر قرار گرفته‏اند.

اضافه کردن بخش نفوذ مقطعی[[6]](#footnote-6) حساسیت مدل k-ω در جریان آزاد را به ω کاهش می‏دهد. نتایج حاصل از مدل بردبرگ برای  کوچک با نتایج حاصل از مدل k-ε در مدل PDH سازگار بوده ولی برای  بزرگتر مدل PDH از دقت ساقط می‏شود. در واقع نتایج نشان داده‏اند که مشمول بودن بخش نفوذ مقطعی لزجت در جریان‏های مرزی با دیوار از ملزومات مدل خواهد بود. معادله‏ی ω در نزدیک دیوار به صورت زیر می‏باشد :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با اعمال مدل توربولانسی با عدد رینولدز پایین ( LRN ) با تابع دمپینگ  به ضریب  ، باعث تبدیل رابطه‏ی مجانبی ω به معادله‏ی زیر می‏شود : ( و  )

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با تعریفی که در معادله‏ی ‏(17) صورت گرفت رابطه‏ی بالا سازگاری خوبی با نتایج واقعی دارد.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در مقابل مدل ویلکاکس که بخش نفوذ مقطعی را در نظر نگرفته است، نه قادر به پیش‏بینی رفتار دقیق از جریان آزاد و نه قادر به سازگار بودن با نتایج کنار دیواره خواهد بود.

* 1. مدلسازی معادلات k-ω (بردبرگ):

**3-3-1- تابع دمپینگ ()**

مشمول بودن[[7]](#footnote-7) تابع دمپینگ به دلیل احتساب اثرات دمپینگ دیواره و لزجت می‏باشد. این اثرات ممکن است با بخش‏هایی تبیین شوند که از تابع دمپینگ استفاده نکنند. در مدل ارایه شده توسط بردبرگ بخش نفوذ مقطعی با کاهش ω یک چنین نقشی را در زیر لایه‏ی لزج ایفا می‏کند.

برای یافتن رفتار دقیق مجانب دیواره برای تنش برشی توربولانسی، یک تابع دمپینگ  برای  معرفی می‏شود. بر اساس آنچه که ویلکاکس مدعی شده است تابع دمپینگ در حد  با شرایط زیر مطابقت خواهد داشت:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

این شرایط لازم می‏دارند که  و 

از آنجایی که تابع دمپینگ در جریان‏های توربولانسی کاملا توسعه یافته به یک میل می‏کند بنابراین در  خواهیم داشت  خواهد بود. بردبرگ نتیجه گرفته است که تابع دمپینگ برای تعیین رفتار دقیق از تنش برشی توربولانسی در نزدیکی دیواره با عکس فاصله از دیواره متناسب می‏باشد. در تحلیل هندسه‎‏های پیچیده ، بهتر است که وابستگی‏ بخش‏ها به فاصله از دیواره حذف گردد تا حل عددی راحت‏تر شود. برای این منظور عدد رینولدز توربولانسی در مدل k-ω به صورت  تعریف می‏شود. در نهایت تابع دمپینگ در مدل بردبرگ به صورت زیر تبیین شده است :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

**3-3-2- مدل سازی پخش - فشار**

مدلسازی بخش پخش-فشار به دلیل مشکلات اندازه‏گیری همبستگی سرعت-فشار در نزدیکی دیواره شکل گرفته است. در مدل k-ε بخش پخش-فشار یا صرف نظر شده است و یا با بخش همبستگی سرعت سه گانه در معادله‏ی ‏(13) مدل شده است. مقادیر  و  به طور سنتی طوری انتخاب می‏شدند تا تحلیل دقیقی در ناحیه لگاریتمی به دست دهند در حالی که این نتایج در نزدیکی دیواره از دقت خوبی برخوردار نبودند. به همین منظور در مدل بردبرگ این مقادیر متغیر در نظر گرفته شده‏اند تا در نزدیکی دیواره بتوانند تقریب بهتری به دست دهند. همچنین نتایج نشان داده‏اند که اثرات بخش پخش-فشار صرفا در معادلات تعادل در زیر لایه‏ی لزج که اتلاف با بخش‏های پخش-فشار و لزجت در تعادل است، از اهمیت برخوردارند. بخش پخش-فشار در معادله‏ی دقیق ω با تبدیل بخش پخش-فشار در معادله‏ی k می‏تواند به دست آید:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

تحلیل خواص مجانبی کنار دیواره در رابطه‏ ‏(25) پیشنهاد می‏دهد که :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
|  |  |

بخش پخش-فشار در معادله‏ی k نیز از رابطه‏ زیر به دست می‏آید :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با تعادل کنار دیواره برای ω خواهیم داشت :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

**3-3-3- مدلسازی پخش – مقطع توربولانسی**

برای جریان‏های غیرتعادلی مدل k-ε ، عموما مقیاس طولی توربولانسی بزرگتر را پیش‏بینی می‏کند که منجر به پیش‏بینی  و متعاقبا شار حرارتی می‏شود. بنابراین راه چاره‏ و گریز از این معضل، اضافه کردن بخش دیگری به معادله‏ی ε می‏باشد تا بتواند مقیاس طولی را کاهش داده و اتلاف را افزایش دهد. بخش پخش مقطعی چنین نقشی را در معادله ایفا می‏کند.

مدل پیشنهادی برای بخش پخش مقطعی به صورت زیر می‏باشد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

بنابراین ترکیب بخش معادله‏ی ‏(30) با معادله‏ی ‏(19) منجر به حضور بخش زیر در معادله‏ی ω خواهد شد :

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

1. شرایط مرزی آشفتگی

در این قسمت شرایط مزری مورد استفاده در مدل آشفتگیk-omega-Bredbergارایه می شود:

همانطور که گفته شد، شرط مرزی ورودی در جریان­های خارجی در مدل  به صورت زیر پیشنهاد داده شده است [1]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

لازم به ذکر است که در این رابطه و  متغیرهای بی­بعد شده می­باشند. بر روی دیوار نیز شرایط مرزی مطابق رابطه زیر می­باشند [2]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

برای شرط مرزی خروجی و همچنین شرط مرزی تقارنی[[8]](#footnote-8) نیز مشتق اول  و  عمود بر مرز برابر صفر قرار داده می­شود [3]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

1. تصحیح انحنا در مدل‌های آشفتگی

یکی از ضعف های مدلهای اشفتگی حساسیت آنها به انحنا سطح و خطوط جریان انحنادار می باشد. بنابراین در شبیه سازی جریان های همراه با انحنا، اثر انحنا می بایست روی کمیت های آشفتگی و توابع آنها اعمال شود. براساس کارهای شور و اسپالارت اصلاحاتی روی ترم تولید آشفتگی در مدل های توربولانسی استاندارد اعمال شده است[4]. معادلات مربوط به این تصحیح در مستند مربوط به ترم تولید آشفتگی ارائه شده است.

1. بی بعد سازی معادلات حاکم

یکی از ملاحظات مهم در حل عددی، بی­بعد سازی معادلات حاکم می­باشد. از آنجا که معادلات بکار رفته برای جریان اصلی بی­بعد شده اند، بنابراین در اینجا نیز باید معادلات بی­بعد شوند چرا که باید مقادیر بی­بعد به معادلات اصلی جریان معرفی شود. بدین منظور جهت بی­بعد سازی معادلات حاکم از پارامترهای زیر استفاده می کنیم [5]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این روابط متغیرهایدار، متغیرهای بابعد هستند و زیرنویسمعرف کمیت­های جریان آزاد می­باشند. همچنین ، طول مشخصه مسئله می­باشد. توجه شود که پارامترهای بی بعد سازی برای این معادلات باید دقیقا همان پارامترهایی باشد که برای بی بعد سازی معادلات جریان اصلی استفاده شده است. توجه شود که در اینجا  دارای بعد فرکانس می باشد.

* 1. بی­بعد سازی معادله 

در اینجا لازم است یادآوری شود که معادلات مربوط به مدل حاضر به صورت با­بعد بوده­اند که تنها به دلیل سادگی بالانویس \* از آنها حذف شده بود. بنابراین با جایگذاری پارامترهای بی­بعد سازی ذکر شده در معادله ‏(35)، شکل بی­بعد این معادله به صورت زیر به دست می­آید:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

با کمی عملیات جبری معادله مربوط به  به صورت زیر در می­آید:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
|  |  |

بنابراین با جایگذاری در معادله ‏(36)، شکل بی­بعد معادله  به صورت زیر به دست می­آید:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

* 1. بی­بعد سازی معادله 

همانند حالت قبل، با جایگذاری پارمترهای بی­بعد سازی ارائه شده در معادله ‏(35) و انجام پاره­ای عملیات جبری، شکل بی­بعد شده معادله  حاصل می­شود:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  | |  |
|  | |  |
|  |  | |

1. شکل ماتریسی معادلات آشفتگی

جهت حل عددی و گسسته­سازی معادلات آشفتگی، راحت­تر است که این معادلات را به صورت ماتریسی بنویسم. به این منظور معادلات بی­بعد شده ‏(38)‏ و (42) به فرم ماتریسی زیر بازنویسی می­شوند:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این رابطه  و ، بیانگر بخش­های جابجایی[[9]](#footnote-9) می­باشند،  و  بیانگر بخش­های پخش­شوندگی[[10]](#footnote-10) و  ترم چشمه[[11]](#footnote-11) می­باشد. هرکدام از این بخش­ها به صورت زیر می­باشند:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

1. نحوه گسسته سازی حجم محدود معادلات

در روش حجم محدود، اولین قدم در گسسته­سازی معادلات، انتگرال­گیری از شکل بقایی معادلات بر روی یک حجم کنترل می­باشد. برای این کار معادله ‏(43) را در نظر بگیرید. با انتگرال گیری از این معادله بر روی یک سلول محاسباتی خواهیم داشت[6]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در ترم (1)، مقدار  بر روی یک حجم کنترل ثابت فرض می شود در نتیجه می توان ترم (1) را به صورت زیر ساده کرد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

که در این رابطه  مساحت حجم کنترل می­باشد.

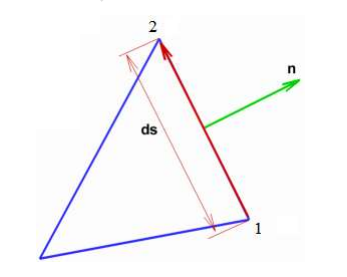
برای ترم (2) و (3)، از قضیه گوس استفاده می شود. مطابق قضیه گوس[[12]](#footnote-12)، می­توان انتگرال روی سطح را به انتگرال روی مرزها تبدیل نمود:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

که در این رابطه، بردار عمود بر مرز حجم کنترل می باشد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

و نیز طول قطاع­های تشکیل­دهنده مرزهای حجم کنترل می­باشد. مطابق شکل زیر:



1. طول قطاع و بردار عمود بر مرز حجم کنترل

بنابراین با تعریف ، می­توان ترم (2) را به صورت زیر نوشت:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این رابطه،  تعداد اضلاع تشکیل دهنده هر یک از سلول های محاسباتی می­باشد.

ترم چشمه را نیز می­توان به صورت زیر ساده کرد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

بنابراین درنهایت می­توان معادله ‏(43) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

نحوه گسسته­سازی مکانی بخش جابجایی و بخش پخش­شوندگی در زیربرنامه­های مربوطه به نحو مبسوط توضیح داده خواهد شد.

1. گسسته سازی زمانی

معادله ‏(51) را می توان به فرم یک معادله دیفرانسیل معمولی[[13]](#footnote-13) به صورت زیر بازنویسی کرد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این تحقیق، به منظور افزایش دقت و پایداری از روش صریح چند مرحله­ای رانگ-کوتای[[14]](#footnote-14) مرتبه چهار جهت گسسته­سازی زمانی استفاده شده است. البته جهت بدست آوردن حل جریان­های دائم، می­توان از گام زمانی موضعی[[15]](#footnote-15) استفاده نمود که سرعت همگرایی را تا حد زیادی بهبود می­بخشد. شکل کلی اعمال الگوریتم m مرحله­ای رانگ-کوتا به صورت زیر می­باشد[7]:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این رابطه بالانویس نشان­دهنده گام زمانی می­باشد و بالانویس نشان­دهنده مرحله رانگ-کوتا می­باشد. مقدار استاندارد ضرایب  تا  از رابطه زیر محاسبه می­گردد:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

در این تحقیق از روش چهارمرحله­ای استفاده شده است.

1. بخش­های زیربرنامه

در این قسمت تمام بخش های زیربرنامه مطابق با شماره گذاری موجود در برنامه کامپیوتری ارائه شده است.

1. تعیین ثوابت موجود در مدل 

در این قسمت، ثوابت موجود در مدل  با توجه به رابطه زیر مشخص شده است.



1. مقداردهی به آرایه­های مربوط به زمان قبل

در این قسمت، مقادیر بقایی مربوط به زمان قبل جایگذاری می­شوند. همچنین مقدار لزجت آشفتگی مربوط به زمان قبل نیز جهت محاسبه مقدار باقیمانده، جایگذاری می­شود.

1. حل معادلات آشفتگی در حلقه مربوط به روش رانگ-کوتا

در یک حلقه به تعداد مراحل روش رانگ-کوتا معادلات  و  حل خواهند شد.

1. محاسبه ضرایب روش رانگ-کوتا

با استفاده از معادله ‏(54)، ضریب هرکدام از مراحل روش رانگ-کوتا محاسبه می­گردد.

1. محاسبه شرایط مرزی

در این قسمت، کلیه شرایط مرزی با فراخوانی زیربرنامه KwBredberg\_BC تعیین می­گردند.

1. محاسبه مشتق سرعت در مرکز سلول

در این قسمت، با فراخوانی زیربرنامه Velocity\_CellGrad، مشتق اول مولفه­های سرعت در مرکز همه سلول­ها محاسبه می­شوند.

1. محاسبه مشتق متغیرهای آشفتگی در مرکز سلول

در این قسمت، با فراخوانی زیربرنامه Kw\_CellGrad، مشتق اول مولفه­های سرعت در مرکز همه سلول­ها محاسبه می­شوند.

1. محاسبه مشتق متغیرهای آشفتگی روی اضلاع سلول­

در این قسمت، با فراخوانی زیربرنامه KFi\_FaceGrad، مشتق اول متغیرهای آشفتگی  و  روی تمام اضلاع محاسبه می­شوند. این زیربرنامه بصورت کلی و برای تمام مدل های آشفتگی دو معادله ای تدوین شده است. از آنجا که یکی از مواردی که باید در مرزهای تقارن و مرز خروجی رعایت شود، صفر بودن گرادیان در راستای عمود بر مرز می باشد بنابراین در اینجا باید مقدار گرادیان های اضلاع مرزی تقارن و خروجی را برابر صفر قرار دهیم

1. محاسبه بخش جابجایی

در این قسمت با فراخوانی زیربرنامه KFi\_Con، مقدار بخش جابجایی محاسبه می­شود. بخش جابجایی به صورت بالادست گسسته­سازی شده است.

1. محاسبه بخش پخش­شوندگی

در این قسمت با فراخوانی زیربرنامه KFi\_Dif، مقدار بخش پخش­شوندگی محاسبه می­شود. بخش پخش­شوندگی به صورت مرکزی گسسته­سازی شده است.

1. محاسبه ترم چشمه

در این قسمت با فراخوانی زیربرنامه KwBredberg\_Source، ترم چشمه محاسبه می­شود.

1. محاسبه مقادیر توربولانسی تمام سلول­های شبکه و لزجت توربولانسی

در یک حلقه تکرار بر روی تمامی سلول­های شبکه، مقادیر توربولانسی یعنی  و  تمام سلول­ها محاسبه می­گردد. در اینجا پیشروی در زمان با استفاده از روش رانگ-کوتا انجام می شود.

1. اطمینان از مثبت بودن متغیرهای آشفتگی

در صورتی که مقدار هرکدام از متغیرهای آشفتگی منفی شد، مقدار مثبت زمان قبل جایگزین آن می­شود. به این ترتیب اطمینان حاصل می­شود که متغیرهای آشفتگی همواره مثبت هستند.

1. محاسبه تابع دمپینگ و رینولدز آشفتگی

در این قسمت عدد رینولدز آشفتگی محاسبه می شود و سپس با استفاده از معادله ‏(24) تابع دمپینگ مربوط به مدل بردبرگ محاسبه می شود.

1. محاسبه لزجت آشفتگی

لزجت آشفتگی با استفاده از رابطه ‏(6) محاسبه می­شود.

.

1. مراجع

[1]P. R. Spalart and C. L. Ramsey, "Effective Inflow Conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations," AIAA Journal, vol. 45, pp. 2544-2553, 2007

[2] Bredberg, J., Peng, S. H., & Davidson, L. “An improved k –omega turbulence model applied to recirculating flows”,Journal of HEAT AND FLUID FLOW, 731-74,2002.

[3] D. A. Anderson, J. C. Tannehill and R. H. Pletcher, Computational fluid dynamics and heat transfer, Washington: Hemisphere, 1984.

[4]ML Shur, MK Strelets, AK Travin, PR Spalart,” [Turbulence modeling in rotating and curved channels: assessing the Spalart-Shur correction](https://scholar.google.com/citations?view_op=view_citation&hl=en&user=036N-rUAAAAJ&citation_for_view=036N-rUAAAAJ:2osOgNQ5qMEC)”, AIAA journal 38 (5), 784-792, 2000

[5] H. K. Vesteeg and W. Malalasekera, An Introduction to Computational Fluid Dynamics, 2007.

[6] K. A. Hoffmann and S. T. Chiang, Computational Fluid Dynamics Vol 3, 2000.

[7] D. A. Anderson, J. C. Tannehill and R. H. Pletcher, Computational fluid dynamics and heat transfer, Washington: Hemisphere, 1984.

1. Velocity scale [↑](#footnote-ref-1)
2. Length scale [↑](#footnote-ref-2)
3. Direct numerical simulation (DNS) [↑](#footnote-ref-3)
4. Cross-Diffusion [↑](#footnote-ref-4)
5. Damping terms [↑](#footnote-ref-5)
6. Cross-Diffusion [↑](#footnote-ref-6)
7. Inclusion [↑](#footnote-ref-7)
8. Symmetric Boundary Condition [↑](#footnote-ref-8)
9. Convective Term [↑](#footnote-ref-9)
10. Diffusion Term [↑](#footnote-ref-10)
11. Source Term [↑](#footnote-ref-11)
12. Guass Theorem [↑](#footnote-ref-12)
13. Ordinary Differential Equation [↑](#footnote-ref-13)
14. Multi-Stage Runge-Kutta Method [↑](#footnote-ref-14)
15. Local Time Step [↑](#footnote-ref-15)