ISME

شبيه سازي RANS در انتقال گرما از سطح پـره-هاي توربين گازي

سيد اسماعيل رضوي[۱]
دانشيار

هادي بابايي منفرد[۲]
كارشناس

سيد پرويز علوي تبريزي[۳]
استاديار

در اين مقاله كاربرد معادلات RANS با مدل‌هاي مختلف آشفتگي ($\kappa-\varepsilon$ استاندارد، $RNG\ \kappa-\varepsilon$ و $\kappa-\omega$) مربوط به لزجت گردابي در انتقال گرما و خنک كاري غشايي پره‌هاي روتور توربين گازي با استفاده از يک نرم افزار ديناميک سيالات محاسباتي شبيه سازي و پاسخ دهي مدل‌هاي آشفتگي در دو حالت بدون خنک كاري غشايي و با خنک كاري غشايي در چند جريان جرمي خنک كاري مختلف براي به دست آوردن ضريب جابه‌جايي بر روي سطح پره روتور توربين گازي بررسي شده است. جريان تحليل شده تراكم پذير بوده و اعداد ماخ جريان ورودي ۰/۲۵ و خروجي ۰/۹۲ در پره مي‌باشد. از ميان مدل‌ها، در هر دو حالت در سطح فشار پره مدل $\kappa-\omega$ و در سطح مكش پره مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد نزديک‌ترين نتايج را در مقايسه با داده‌هاي تجربي ارايه مي‌كنند و مدل $RNG\ \kappa-\varepsilon$ قادر به پيش‌گويي انتقال گرما بر روي سطح پره نمي‌باشد.

واژه‌هاي راهنما : جريان تراكم پذير، معادلات ميانگين شده ناوير- استوكس، خنک كاري غشايي، مدل‌هاي آشفتگي، پره توربين گازي

۱ - مقدمه

خنک كاري پره‌هاي توربين گازي از مسايل مهم مهندسي است كه با رشد روش‌هاي عددي پژوهشگران زيادي را به خود جلب كرده است. Durbin , Medic [۱،۲،۳] به بررسي و تحليل عددي انتقال گرما با نرم افزار STAR_CD از سطح پره‌هاي توربين گازي با خنک كاري[۲،۳] و بدون آن[۱] با اصلاح و توسعه مدل‌هاي آشفتگي $\kappa-\varepsilon$ و v^2-f پرداخته‌اند. آنها در مطالعات خود به بررسي توليد انرژي جنبشي آشفتگي توسط مدل‌هاي آشفتگي در بين رديف پره‌هاي توربين پرداخته و علت ناكامي مدل‌هاي آشفتگي در پيش‌گويي انتقال گرما از سطح پره را توليد اضافي انرژي جنبشي آشفتگي مي‌دانند. به اين دليل آنها از شدت آشفتگي به عنوان يک محدودگر براي جلوگيري از پيش‌گويي بيش از اندازه انرژي جنبشي آشفتگي، در لزجت گردابي مدل‌ها استفاده كرده و به اين طريق نتايج خوبي در پيش‌گويي ضريب جابه‌جايي انتقال گرما از سطح پره‌هاي توربين گازي با خنک كاري و بدون آن به دست آورده‌اند. همچنين آنها به اين نكته

---

[۱] نويسنده مسئول، دانشيار، دانشكده مهندسي مكانيک، دانشگاه تبريز razavi@tabrizu.ac.ir
[۲] دانشجوی كارشناسی ارشد، دانشكده مهندسي مكانيك، دانشگاه تبريز
[۳] استاديار، دانشكده مهندسي مكانيک، دانشگاه تبريز

اشاره كرده‌اند كه شبيه سازي خنک كاري در جريان‌هاي جرمي پايين براي محاسبه آسانتر است و علت آن را نفوذ جت خنک كاري به داخل جريان اصلي در جريان‌هاي جرمي بالا دانسته‌اند[۴]. Consigny و Richards [۵] به گونه تجربي به بررسي انتقال گرما از سطح پره‌هاي توربين گازي پرداخته و تاثير عدد ماخ، عدد رينولدز، زاويه ورودي جريان و شدت آشفتگي را بر روي انتقال گرما از سطح پره‌هاي توربين گازي بررسي كرده و دريافته‌اند كه با افزايش عدد ماخ خروجي اعداد ماخ بر روي سطح پره افزايش مي‌يابد. اين افزايش در سطح مكش بيشتر از سطح فشار است. با افزايش عدد رينولدز در هر شدت آشفتگي مقدار ضريب جابجايي افزايش مي‌يابد و در یک عدد رينولدز ورودي با افزايش شدت آشفتگي ضريب جابجايي افزايش مي‌يابد. Camci و Arts [۷،۶] به بررسي تجربي خنک كاري پره‌هاي توربين گازي پرداخته و آهنگ وزش‌ها و دماهاي خنک كاري مختلف را براي به دست آوردن توزيع انتقال حرارت بررسي كرده‌اند. از نتايج آنها بر مي‌آيد كه با افزايش نسبت دبي خنک كاري به دبي جريان آزاد با نسبت ثابت دماي خنک كاري به دماي جريان آزاد در سطح مكش پره، ضريب جابجايي در سطح مكش پره كاهش مي‌يابد. با ثابت نگه داشتن نسبت دبي جريان خنک كاري به دبي جريان آزاد و با افزايش نسبت دما، ضريب جابجايي در سطح مكش پره افزايش مي‌يابد[۶]. در غياب خنک كاري، لايه مرزي سمت مكش با وجود حفره‌هاي خنک كاري در لبه حمله، تحت تاثير اين حفره‌ها قرار مي‌گيرد. در حالي كه لايه مرزي سمت فشار به وسيله گراديان فشار جريان آزاد تحت تاثير قرار مي‌گيرد، علاوه بر اين تاثير آشفتگي جريان آزاد روي توزيع ضريب انتقال گرما خيلي محدود مي‌باشد[۷]. Ameri و Garg [۸] به مقايسه مدل‌هاي آشفتگي دو معادله‌اي براي پيش‌گويي انتقال گرما در خنك كاري غشايي پره‌هاي توربين گازي پرداخته‌اند. نتايج آنها نشان مي‌دهد كه مدل‌هاي دو معادله‌اي Coakley $q-\omega$ ، Chien $\kappa-\varepsilon$ و $\kappa-\omega$ ويلكاكس، انتقال گرما از سطح پره را نسبت به مدل Baldwin-Lomax تا حدودي بهتر پيش‌گويي مي‌كنند، جز در پايين سوراخ‌هاي خنك كاري در سطح مكش پره كه مدل Baldwin-Lomax نتايج بهتري را ارايه مي‌دهد. Azad و همكاران [۹] به بررسي توزيع فشار استاتيكي و ضريب انتقال گرما بر روي نوك پره توربين پرداخته‌اند. Lakehal و همكاران [۱۰] انتقال گرما و خنك كاري غشايي لبه حمله پره توربين گاز را در حالت متقارن با استفاده از انواع مختلف مدل‌هاي $\kappa-\varepsilon$ بررسي كرده‌اند.

اين مقاله ضمن تشريح مدل‌هاي عددي به مقايسه بين آنها در كنار داده‌هاي تجربي [۷،۶،۵] براي به دست آوردن ضريب جابه‌جايي بر روي سطح پره‌هاي توربين گازي با خنک كاري و بدون آن مي‌پردازد.

۲ - معادلات حاکم

با توجه به اينكه جريان عبوري تراكم پذير است و با استفاده از ميانگين‌گيري جرمي و قوانين حاكم بر آن، معادلات حاکم عبات است از[۱۱]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i)=0 \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{u}_i)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\bar{t}_{ji}-\overline{\rho u''_j u''_i}\right] \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\bar{\rho}\left(\tilde{e}+\frac{1}{2}\tilde{u}_i\tilde{u}_i\right)+\frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2}\right]+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\bar{\rho}\tilde{u}_j\left(\tilde{h}+\frac{1}{2}\tilde{u}_i\tilde{u}_i\right)+\tilde{u}_j\frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2}\right]$$
$$=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[-q_{L_j}-\overline{\rho u_j'' h''}+\overline{t_{ji}u_i''}-\overline{\rho u_j'' \tfrac{1}{2}u_i'' u_i''}\right]+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\tilde{u}_i\left(\bar{t}_{ij}-\overline{\rho u_i'' u_j''}\right)\right] \quad (۳)$$

در معادلات بالا e انرژي دروني ويژه، h آنتالپي ويژه، u سرعت سيال، ρ چگالي و t_{ij} تانسور تـنش لـزج مي‌باشد. تانسور تنش لزج شامل لزجت ثانويه ζ و لزجت مولكولي μ است. براي سيال نيـوتني t_{ij} عبـارت است از[۱۱]:

$$t_{ij} = 2\mu s_{ij} + \zeta\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} \quad (۴)$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2}\left(u_{i,j}+u_{j,i}\right) \quad (۵)$$

s_{ij} تانسور آهنگ كرنش بوده و $\zeta=-\frac{2}{3}\mu$ فرض مي‌شود. اين يک فرض صحيح براي گازهاي تک اتمي است[۱۱]. q_j بردار شار گرمايي است:

$$q_j=-K\frac{\partial T}{\partial x_j}=-\frac{\mu}{\Pr_L}\frac{\partial h}{\partial x_j} \quad , \quad \Pr_L=\frac{C_p\mu}{K} \quad (۶)$$

عبارت $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ – تانسور تنش رينولدز ميانگين جرمـي اسـت كـه بـا τ نشـان داده مـي‌شـود. تفـاوت معادله‌هاي (۲) و (۳) با حالت جريان آرام تنها در اين عبارت مي‌باشد.

۳- مدل‌هاي آشفتگي

هدف تمام مدل‌هاي آشفتگي، محاسبة تنش رينولدز در ميدان جريان است. در مطالعه حاضر از مدل‌هاي دو معادله‌اي $k-\varepsilon$ استاندارد، $RNG\ k-\varepsilon$ و $k-\omega$ استفاده شده است.

۳-۱-مدل $k-\varepsilon$ استاندارد

در مدل دو معادله‌اي $k-\varepsilon$ استاندارد دو معادله انتقال يكي بـراي انـرژي جنبشـي آشـفتگي (k) و ديگـري براي آهنگ تلفات انرژي جنبشي آشفتگي (ε) حل مي‌شود كه حالت كلي معادلات به شكل زير است[۱۱]:

$$\frac{\partial(\rho\kappa)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\kappa u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_K}\right)\frac{\partial\kappa}{\partial x_j}\right]+G_\kappa+G_b-\rho\varepsilon-Y_M+S_\kappa \quad (۷)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\varepsilon u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{\kappa}\left(G_\kappa+C_{3\varepsilon}G_b\right)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{\kappa}+S_\varepsilon \quad (۸)$$

لزجت گردابي μ_T براي $k-\varepsilon$ استاندارد عبارت است از:

$$\mu_t=C_\mu\rho\frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۹)$$

در اين معادلات، G_κ مربوط به توليد انرژي جنبشي آشفتگي به سبب گراديان سرعت متوسط، G_b توليد انرژي جنبشي آشفتگي به سبب شناوري، Y_M توزيع انحراف نوساني را در آشفتگي قابل تراکم در آهنگ اتلاف کلي نشان مي‌دهد. S_K و S_ε جملات منبع مي‌باشند.

$$G_\kappa = \mu_T S^2 \quad (۱۰)$$

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_T}{\Pr_t}\frac{\partial T}{\partial x_i} \quad , \quad \beta = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \quad (۱۱)$$

براي گازهاي ايده‌آل G_b کاهش مي‌يابد به:

$$G_b = -g_i \frac{\mu_T}{\rho \Pr_t}\frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (۱۲)$$

Y_M عبارت است از:

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad , \quad M_t = \sqrt{\frac{\kappa}{a^2}} \quad (۱۳)$$

M_t عدد ماخ آشفته و a سرعت صوت مي‌باشد.

ضرايب ثابت مدل و روابط کمکي عبارتند از:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44 \qquad C_{2\varepsilon} = 1.92 \qquad C_\mu = 0.09 \qquad \sigma_K = 1.0 \qquad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

$$C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v}{u}\right|$$

مدل استاندارد براي طيف وسيعي از مسايل نسبتاً مشکل به خوبي کار مـي‌کنـد. امـا بـراي مسـايلي کـه شامل غير ايزوتروپ‌هاي شديد جريان و نيز اثرات غير تعادلي هستند ايـن مـدل در نهايـت بـه جـواب‌هـايي خواهد رسيد که تا حدي فراپخش است يعني مقاديري که توسط اين مدل پيش‌گويي مي‌شود تا حدي بزرگ خواهند بود. به عنوان يک نتيجه مهم از اين عيب موجود مي‌تـوان گفـت ايـن مـدل تمايـل بـه پـيش‌گـويي پروفيل‌هاي کشيده‌تر براي جريانات چرخشي و نيز ناحيه برگشتي کوتـاهتر در جريـان‌هـاي جـدايش يافتـه دارد. گاهي ديده شده است که اين مدل، در پيش‌گويي هسته‌هاي جدايشي تشکيل شده بـر روي سـطوح بـا انحناي ملايم، نتايج غلطي را در بر داشته است[۱۲].

۲-۳- مدل $RNG\ k-\varepsilon$ [۴]

اين مدل شبيه به مدل $k-\varepsilon$ استاندارد بوده و از يک عبارت اضافي در معادله ε خود نسبت به مـدل $k-\varepsilon$ استاندارد بهره مي‌برد[۱۱]. براي جريانات ساده که در آن آشفتگي در حالت تعـادل موضـعي قـرار دارد، ايـن مدل نتايجي شبيه به مدل $k-\varepsilon$ استاندارد ارايه مي‌کند. براي جريانات غير تعادلي، به خصـوص آنهـايي کـه داراي جريان برگشتي مي‌باشند مدل RNG به همراه ضرايب اصلاح شـده نسـبت بـه مـدل $k-\varepsilon$ اسـتاندارد نتايجي را ارايه مي‌نمايد که داراي پخش کمتري هستند. به عبارت ديگر مقادير پيش‌گـويي شـده μ_T ديگـر خيلي بزرگ نمي‌شوند و اين خود يک مزيت محسوب مي‌شود.

۴-Renormalization Group

$$\frac{\partial(\rho\kappa)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\kappa u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_K}\right)\frac{\partial\kappa}{\partial x_j}\right]+G_\kappa+G_b-\rho\varepsilon-Y_M+S_\kappa \quad (۱۴)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\varepsilon u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon\mu_{eff}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{\kappa}(G_\kappa+C_{3\kappa}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{\kappa}-R_\varepsilon+S_\varepsilon \quad (۱۵)$$

به طوريكه

$$d\left(\frac{\rho^2\kappa}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)=1.72\frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3-1+C_\nu}}d\hat{\nu} \quad , \quad \hat{\nu}=\mu_{eff}/\mu \quad , \quad C_\nu\approx 100 \quad (۱۶)$$

تفاوت اصلي بين مدل‌هاي $RNG\ \kappa-\varepsilon$ و $\kappa-\varepsilon$ استاندارد جمله R_ε در معادله ε مي‌باشد.

$$R_\varepsilon=\frac{C_\mu\rho\eta^3(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad , \quad \eta_0=4.38 \quad , \quad \beta=0.012 \quad (۱۷)$$

در معادله (۱۱) عبارت R_ε شامل پارامتر η مي‌باشد كه بيانگر نسبت زمان مشخصه آشفتگي به زمان مشخصه ميدان جريان است. بنابراين اين مدل اثرات غير تعادلي را مد نظر قرار داده است.

$$\eta=S\frac{\kappa}{\varepsilon} \ , \ S=\sqrt{2s_{ij}s_{ij}} \quad (۱۸)$$

ضرايب ثابت مدل عبارتند از:

$$C_\mu=0.085 \ , \ C_{1\varepsilon}=1.42 \quad , \quad C_{2\varepsilon}=1.68 \quad , \quad \alpha_\kappa=\alpha\varepsilon\approx 1.393 \quad , \quad C_{3\varepsilon}=\tanh\left|\frac{v}{u}\right|$$

۲-۴-مدل $\kappa-\omega$

حالت عمومي مدل‌هاي $k-\omega$ از فركانس آشفتگي ω به جاي آهنگ اتلاف لزج ε براي مشخص كردن آشفتگي استفاده مي‌كند. چنين مدل‌هايي به طور واضحي به انواع مدل $k-\varepsilon$ نزديك و مرتبط مي‌باشند. مدل $\kappa-\omega$ Wilcox به شرح زير است[۱۱].

$$\mu_t=\rho\frac{k}{\omega} \quad (۱۹)$$

معادلات انتقال براي κ و ω عبارتند از:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\kappa\frac{\partial\kappa}{\partial x_j}\right)+G_\kappa-Y_\kappa+S_\kappa \quad (۲۰)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega+S_\omega \quad (۲۱)$$

در اين معادلات G_κ مربوط به توليد انرژي جنبشي آشفتگي به سبب گراديان متوسط سرعت بوده و G_κ توليد ω مي‌باشد. Γ_κ و Γ_ω قابليت پخش موثر κ و ω را به دليل آشفتگي بيان مي‌كنند.

$$\Gamma_\kappa=\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_\kappa} \quad (۲۲)$$

$$\Gamma_\omega=\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \quad (۲۳)$$

G_κ در معادله (۱۰) ارايه شده و G_ω عبارت است از:

$$G_{\omega} = \frac{\omega}{\kappa} G_{\kappa} \qquad (۲۴)$$

Y_{κ} اتلاف κ بوده و عبارت است از:

$$Y_{\kappa} = \rho \beta^{*} f_{\beta^{*}} \kappa \omega \qquad (۲۵)$$

به طوريكه

$$\beta^{*} = \beta_i^{*}\left[1+\varsigma^{*} F(M_t)\right] \quad \beta_i^{*} = \beta_{\infty}^{*}\left(\frac{4/15+\left(\mathrm{Re}_t/R_{\beta}\right)^4}{1+\left(\mathrm{Re}_t/R_{\beta}\right)^4}\right) \qquad \mathrm{Re}_t = \frac{\rho\kappa}{\mu\omega} \qquad (۲۶)$$

$$\begin{cases} 1 & X_k \le 0 \\ \dfrac{1+680X_k^2}{1+400X_k^2} & X_k \rangle 0 \end{cases} \quad f_{\beta^{*}} = \quad \text{و} \quad x_k = \frac{1}{\omega^3}\cdot\frac{\partial k}{\partial x_j}\cdot\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \qquad (۲۷)$$

Y_{ω} اتلاف κ بوده و عبارت است از:

$$Y_{\omega} = \rho \beta f_{\beta} \omega^2 \qquad (۲۸)$$

به طوريكه

$$f_{\beta} = \frac{1+70X_{\omega}}{1+80X_{\omega}} \quad X_{\omega} = \left|\frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{\left(\beta_{\infty}^{*}\omega\right)^3}\right| \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (۲۹)$$

$$\beta = \beta_i\left[1-\frac{\beta_i^{*}}{\beta_i}\varsigma^{*}F(M_t)\right] \qquad (۳۰)$$

تابع تراكم پذيري $F(M_t)$ عبارت است از:

$$M_t^2 \equiv \frac{2\kappa}{a^2} \; F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \le M_{to} \\ M_t^2 - M_{to}^2 & M_t \rangle M_{to} \end{cases} \qquad a = \sqrt{\gamma RT} \qquad (۳۱)$$

ضرايب ثابت معادلات عبارتند از:

$$\beta_{\infty}^{*} = 0.09 \quad , \quad \beta_i = 0.072 \quad , \quad R_{\beta} = 8$$

$$M_{to} = 0.25 \quad , \quad \sigma_{\kappa} = 2.0 \quad , \quad \sigma_{\omega} = 2.0 \quad , \quad \varsigma^{*} = 1.5$$

مدل $\kappa-\omega$ نسبت به مدل $k-\varepsilon$ استاندارد در جرياناتي كه شامل كاهش سرعت و جدايش ناشي از گراديان فشار معكوس مي‌باشد، بهتر عمل مي‌كند. مدل $\kappa-\omega$ مقاديري را كه براي پراكندگي جريانات آزاد برشي پيش‌گويي مي‌نمايد، داراي تطابق نزديكي با مقادير اندازه‌گيري شده براي گردابه‌هاي دور، لايه‌هاي اختلاطي، جت‌هاي صفحه‌اي، گرد و شعاعي مي‌باشد.

۳- شبيه سازي عددي

براي حل عددي معادلات حاكم از نرم افزار FLUENT 6.2 استفاده شده است. كه در آن گسسته سازي معادلات با استفاده از روش حجم كنترل صورت مي‌گيرد. براي حل معادلات جريان از حل‌گر كوپل، ضمني و طرح بالادست مرتبه دوم استفاده شده است. معادلات به صورت زمانروي (time-marching) حل شده‌اند. يعني از زمان موجود در معادلات به صورت مجازي تا رسيدن به حالت پاياي موضعي استفاده شده است. اين مورد براي دبي‌هاي مختلف خنك كاري تكرار شده است. با توجه به آزمايش‌هاي انجام شده در مراجع[۶]

و[۷] چون حس‌گرهاي دمايي بر روي يك خط با فاصله‌هاي معين از يكديگر در وسط ارتفاع پره واقع شـده و نيز به دليل متقارن بودن سوراخ‌هاي خنك كاري، مي‌توان جريان را دو بعدي در نظر گرفـت. از طـرف ديگـر تحليل سه بعدي مساله موجب افزايش تعداد سلول‌ها شده كه در نهايـت منجـر بـه افـزايش زمـان محاسـبه مي‌گردد. دامنه محاسباتي در شكل (۱) نشان داده شده است. نمونه‌اي كه در اينجا مدل شده، در آزمايشـگاه به صورت پره‌اي از رديف پره‌ها (Cascade) بوده است كه براي مدل كردن اين حالت، یک پره در نظر گرفتـه شده و در مرزهاي بالا و پايين، كه در شكل(۲) ديده مي‌شوند از شرط مرزي پريوديك اسـتفاده شـده اسـت. مشخصات پره در جدول (۱) آورده شده است. دماي خنك كـاري برابـر $T_C = T_W = 298^\circ K$ اسـت و سـيال مورد استفاده هوا مي‌باشد كه در شرايط آيزونتروپيك به كار مي‌رود. دو سوراخ خنك كاري در سطح مكش و يك سـوراخ خنـك كـاري در سـطح فشـار واقـع شـده اسـت. سـوراخ‌هـاي خنـك كـاري سـطح مكـش در فاصـله $S/C = 0.206,0.237$ از نقطــه ركــود واقــع شــده‌انــد و ســوراخ خنــك كــاري ســطح فشــار در فاصله $S/C = 0.315$ از نقطه ركود واقع شده است. توضيحات دقيق و كامل در مورد سوراخ‌هاي خنك كـاري در مراجع [۶] و [۷] آمده است.

۴- شرايط مرزي

شرط مرزي ورودي: در مرز ورودي جريان تراكم‌پذير فرو صوتي، مولفه‌هاي سرعت و عدد ماخ معلوم و فشـار برونيابي مي‌شود.

- شرط مرزي خروجي: در مرز خروجي فشار ثابت شده و بقيه مولفه‌ها برونيابي مي‌شود.
- شرط مرزي ديوار: در ديواره دما ثابت مي‌باشد و $30 \le y^+ \le 300$.
- شرط مرزي پريوديک: از شرط مرزي پريوديک در بالا و پايين پره استفاده شده است.
- شرط مرزي جريان جرمي: بر روي سوراخ‌هاي خنک کاري از شرط مرزي جريـان جرمـي بـا جريـان جرمي معلوم استفاده شده است.

براي شبكه‌بندي محدوده محاسباتي از دو نوع شبكه با سازمان و بي‌سازمان استفاده شده است. در شبكه با سازمان Quad گونه Map و در شبكه بي‌سازمان Quad نوع pave به كار رفته است (شكل۲). تعداد سلول‌هاي به كار رفته براي شبيه سازي، در مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $RNG\ \kappa-\varepsilon$ درحالت بدون خنك كاري ۶۹۶۹ و با خنک کاري در سمت مكش ۷۷۱۲ و در سطح فشار ۸۰۸۷ مي‌باشد و براي مدل $\kappa-\omega$ در حالت بدون خنک کاري ۸۶۴۵ و با خنک کاري، سمت مكش ۸۷۱۳ و سمت فشار ۶۹۳۶ مي‌باشد. به منظور دست‌يابي به حل مستقل از شبكه تعداد سلول‌هاي به كار رفته براي شبيه سازي، در مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $RNG\ \kappa-\varepsilon$ درحالت بدون خنک کاري ۷۵۶۹ و با خنک کاري در سمت مكش ۱۴۰۶۴ و در سطح فشار ۹۳۰۵ مي‌باشد و براي مدل $\kappa-\omega$ در حالت بدون خنک کاري ۹۲۲۱ و با خنک کاري، سمت مكش ۱۱۷۶۹ و سمت فشار ۸۵۱۰ مي‌باشد. به طور نمونه نتايج مربوط به استقلال از شبكه همراه با خنك كاري سطح فشار مدل $\kappa-\omega$ در شكل(۱۱) نشان داده شده است. مشخصات شرايط مرزي در جدول (۲) آورده شده است. مشخصات ارايه شده براي پره در جدول (۱) و شرايط مرزي در جدول (۲) كاملاً منطبق بر آزمايش‌هاي تجربي و مقالات ارايه شده در مراجع [۵و۶] و [۲] مي‌باشد.

۴- نتايج

۴-۱- نتايج بدون خنک کاري

مقادير اندازه‌گيري شده ضريب انتقال گرما نسبت به طول خم سطح پره (s) مي‌باشد. پره به دو سطح فشار و مکش تقسيم شده است و مبدا اندازه‌گيري در نقطه رکود لبه حمله پره و انتهاي آن در لبه فرار پره مي‌باشد. Consigny , Richards [۳] اندازه‌گيري‌هاي تجربي را انجام داده‌اند که براي مقايسه نتايج عددي از داده‌هاي آنها استفاده شده است. نتايج در دو سطح فشار و مکش پره به ترتيب در شکل‌هاي (۳) و (۴) ارايه شده است.

آنچه از شکل (۳) به وضوح ديده مي‌شود مدل $RNG\ \kappa-\varepsilon$ انحراف زيادي در مقايسه با دو مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $\kappa-\omega$ نسبت به نتايج تجربي از خود نشان مي‌دهد در حالي‌که مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $\kappa-\omega$ نتايج خوبي ارايه مي‌دهند. گفتني است طبق ادبيات فن $\kappa-\varepsilon$ براي رينولدزهاي بالا با جدايش ضعيف و $\kappa-\omega$ براي رينولدزهاي پايين محدود به ديواره مناسب هستند[۱۱]. مدل $\kappa-\omega$ فقط در محدوده کوچکي در ابتداي سطح فشار انحرافي در حدود ۳۳ درصد از داده‌هاي تجربي ارايه مي‌کند و در بقيه سطح فشار روندي مطابق با روند توزيع ضريب انتقال گرماي تجربي دارد و بيشينه انحراف آن از داده‌هاي تجربي ۲۴ درصد است. مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد نيز نتايجي با حداکثر انحراف ۳۰ درصد ارايه مي‌کند و در کل مي‌توان گفت در سطح فشار پره مدل $\kappa-\omega$ نسبت به دو مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $RNG\ \kappa-\varepsilon$ نتايج دقيق‌تري ارايه مي‌دهد. عدم توانايي مدل $RNG\ \kappa-\varepsilon$ مي‌تواند به علت وجود پديده‌هايي همچون جدايش جريان، اتصال مجدد جريان به سطح و انحناي زياد پره باشد. در سطح مکش پره همان طور که در شکل (۴) ديده مي‌شود هر سه مدل در شروع سطح مکش دچار مشکل هستند و نتايج با انحراف زياد از نتايج تجربي در محدوده $0\rangle s\rangle 0.02$ متر ارايه مي‌کنند، اين به علت شرايط متفاوت جريان در لبه رکود پره مي‌باشد. بعد از اين محدوده مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد نتايج نزديک به نتايج تجربي ارايه مي‌کند. مدل $RNG\ \kappa-\varepsilon$ نيز نتايج بهتري نسبت به مدل $\kappa-\omega$ ارايه مي‌دهد ولي در کل مي‌توان گفت به جز در محدوده $0\rangle s\rangle 0.02$ متر مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد نتايج بهتري نسبت به دو مدل ديگر ارايه مي‌دهد.

۴-۲- نتايج با خنک کاري

در شکل‌هاي (۵) و (۶) به ترتيب نتايج مربوط به مقايسه توزيع ضريب انتقال گرما بر روي سطح فشار پره با دو نسبت جريان جرمي (m) ۳/۳ و ۴/۲۵ و در شکل‌هاي (۷) و (۸) به ترتيب نتايج مربوط به مقايسه توزيع ضريب انتقال گرما بر روي سطح مکش پره با دو نسبت جريان جرمي (m) ۰/۶ و ۱ ارايه شده است.

$$m=\frac{u_c\rho_c}{u_\infty\rho_\infty} \qquad (۱۶)$$

مقادير ضريب انتقال گرما در هر نسبت جريان جرمي نسبت به طول خم سطح پره (s) دقيقاً بعد از سوراخ خنک کاري به دست آمده‌اند. در شکل‌هاي (۵) الي (۸) مقادير $\mathrm{Re}_{c,in}=8.5\times10^5$ و $M_{in}=0.25$ مي‌باشد. Camci و Arts [۶و۷] اندازه‌گيري‌هاي تجربي را انجام داده‌اند که براي مقايسه نتايج عددي از داده‌هاي آنها استفاده شده است. با توجه به شکل‌هاي (۵) الي (۸) مشاهده مي‌شود که مدل $RNG\ \kappa-\varepsilon$

نتايج قابل قبولي را ارايه نمي‌دهد. از پديده‌هاي قابـل مشـاهده، جـدايش جريـان و تشـكيل جريـان گردابـي مي‌باشد. به طوري كه دقيقاً بعد از سوراخ‌هاي خنک كاري جريان از سطح جدا شـده و بعـد از طـي مسـافت كوتاهي دوباره به سطح مي‌چسبد، شكل‌هاي(٩و١٠). در سطح فشـار همانگونـه كـه از شـكل‌هـاي (۵) و (۶) مشخص است در فاصله $S=0$ تا $S=0.02$ متر تحليل جريان دچار مشكل بوده به طوري كه مـدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد در اين فاصله به وضوح قادر به پيش‌گويي ضريب انتقال گرما نبوده و نتايج با اختلاف زياد نسبت به نتايج تجربي ارايه مي‌دهد. مدل $\kappa-\omega$ نيز در اين فاصله قادر به پيش‌گويي دقيق ضريب انتقال گرمـا نيسـت ولي نسبت به مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد نتايج با خطاي كمتر ارايه مي‌كند. اين اختلاف زياد با نتـايج تجربـي بـه علت وجود جريان گردابي (شكل(١٠)) در اين ناحيه ($0 \langle S \langle 0.02$ متر) مي‌باشد. از اين نتايج مشخص مي‌شود كه اين دو مدل قادر به پيش‌گويي ضريب انتقال گرما در جريان گردابي نمي‌باشند. روند تحليـل جريـان بعـد از $S=0.02$ متر توسط مدل $\kappa-\omega$ نسبت به مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد تقريبـاً بهتـر بـوده بـه طوريكـه بيشـينه خطاي مدل $\kappa-\omega$ در m= ٣/٣ حدود ١٠ درصد و در m= ۴/٢۵ حدود ١۵ درصد مي‌باشد.

با توجه به شكل (٧) در سطح مكش پره با نسبت جريـان جرمـي ٠/۶ مـدل $\kappa-\omega$ در فاصـله $S=0$ تـا $S=0.04$ متر نتايجي نزديک به نتايج تجربي ارايه مي‌كند ولي از $S=0.04$ متر به بعد نتايجي بـا اخـتلاف زياد ارايه مي‌دهد. مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد بر عكس مدل $\kappa-\omega$ در نسبت جريان جرمـي ٠/۶ عمـل كـرده بـه گونه‌اي كه در فاصله $S=0$ تا $S=0.04$ متـر نتـايجي بـا اخـتلاف زيـاد نسـبت بـه نتـايج تجربـي و بعـد از $S=0.04$ متر نتايجي نزديک به نتايج تجربي ارايه مي‌كند. در شكل (٨) در سـطح مكـش پـره بـا نسـبت جريان جرمي m=١ مشاهده مي‌شود كـه مـدل $\kappa-\varepsilon$ اسـتاندارد در سرتاسـر سـطح مكـش پـره نسـبت بـه مدل $\kappa-\omega$ نتايج با اختلاف كم نسبت به نتايج تجربي ارايه مي‌كنـد. بـه علـت كمبـود داده‌هـاي تجربـي در فاصله $S=0$ تا $S=0.025$ متر بر روي سطح مكش نمي‌توان دقيقاً به نحوه تحليل جريان توسط مدل‌هـا در ناحيه‌اي كه جريان گردابي به وجود مي‌آيد پي برد ولي با توجه به شـروع پـيش‌گـويي ضـريب انتقـال گرمـا توسط مدل‌ها مي‌توان گفت كه مـدل $\kappa-\varepsilon$ اسـتاندارد در تحليـل جريـان گردابـي نسـبت بـه مـدل $\kappa-\omega$ ضعيف‌تر مي‌باشد.

تغييرات ضريب انتقال گرما جابه‌جايي (h) با ازدياد عمـل اخـتلاط دو جريـان اصـلي و تزريقـي (خنـک كاري) به بيشينه مقدار خود نزديک مي‌شود و روند محاسبات فعلي و همچنين آزمـايش‌هـاي تجربـي ديگـر محققان اين موضوع را تاييد مي‌كند. تغييرات جريان جرمي خنک كاري بر روي آشفتگي جريان و به تبع آن ضريب جابه‌جايي (h) اثر زيادي دارد و موجب ناپايداري‌هاي موضعي در جريان اصـلي مـي‌گـردد. در سـطح مكش پره ضريب جابه‌جايي (h) با افزايش جريان جرمي خنک كاري كاهش مي‌يابد و در غياب خنک كـاري بيشينه ضريب جابه‌جايي (h) در سطح پره مشاهده مي‌شود كه آزمايشات تجربـي Camci و Arts [٧] ايـن موضوع را تاييد مي‌كند. در سطح فشار پره نيز ضريب جابه‌جايي با افزايش جريان جرمي كاهش مي‌يابد.

۵- خلاصه نتايج

با توجه به هندسه مدل شده و وجود پديده‌هايي مانند جدايش جريان، اتصال مجدد جريان به سـطح، تزريـق جريان از طريق ديواره و انحناي زياد پره، مدل آشفتگي $RNG\ \kappa-\varepsilon$ نتايج غير قابل قبـول در مـورد انتقـال

گرما از سطح پره (سطح مكش و سطح فشار با خنک كاري و بدون آن) ارايه مـيدهـد. در سـطح فشـار پـره مدل $\kappa-\omega$ و در سطح مكش پره مدل $\kappa-\varepsilon$ استاندارد در هر دو حالت بـا خنـک كـاري و بـدون آن نتـايج دقيق‌تري را ارايه مي‌كنند. مدل‌هاي $\kappa-\varepsilon$ استاندارد و $\kappa-\omega$ در تحليل جريان گردابي دچار ضـعف بـوده و قادر به پيش‌گويي ضريب انتقال گرما در ناحيه جريان گردابي نمي‌باشند.

يكي از عواملي كه مدل‌هاي $\kappa-\varepsilon$ استاندارد، $\kappa-\omega$ و $RNG\ \kappa-\varepsilon$ قادر به پاسخ‌گويي دقيق انتقال گرما از سطح پره نيستند، توليد اضافي انرژي جنبشي آشفتگي (κ) مي‌باشد. پيشنهاد مي‌شود براي بهبود پيش‌بيني انتقال گرما از سطح پره از يک محدود كننده براي جلوگيري از توليد اضافي انرژي جنبشي آشفتگي (κ) استفاده شود[۳،۲،۱].

مراجع

[1] Medic, G., and Durbin, P.A., “Toward Improved Prediction of Heat Transfer on Turbine Blades”, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 124, pp. 187-192, (2002).

[2] Medic, G., and Durbin, P.A., ‘Toward Improved Film-cooling Prediction”, ASME Journal of Turbomachinery, , Vol. 124, pp. 193-199, (2002).

[3] Medic, G., and Durbin, P.A., “RANS Simulation for Film-cooling Analysis and Design”, International Conference CMFF on Fluid Technology, Budapest, Hungary, (2003).

[4] Camci, C., "Theoretical and Experimental Investigation of Film-cooling Heat Transfer on a Gas Turbine Blade", Ph.D. Thesis, von Karman Institute for Fluid Dynamics, University of Leuven, Belgium, (1985).

[5] Consigny, H., and Richards, B.E., “Short Duration Measurements of Heat Transfer Rate to a Gas Turbine Blade”, ASME Journal of Engineering for Power, Vol. 104, No. 3, pp. 542-551, July (1982).

[6] Camci, C., and Arts, T., “An Experimental Convective Heat Transfer Investigation Around a Film-cooled Gas Turbine Blade”, ASME Journal Turbomachinery, Vol. 112, pp. 497-503, (1990).

[7] Camci, C., and Arts, T., “Short Duration Measurements and Numerical Simulation of Heat Transfer along the Suction Side of a Film-cooled Gas Turbine Blade”, ASME Journal of Eng. Power, Vol. 107, pp. 991-997, (1985).

[8] Garg, V. K., and Ameri, A., “Comparison of Two Equation Turbulence Models for Prediction of Heat Transfer on Film-cooling Turbine Blades”, Journal of Numerical Heat Transfer, Part A, Applicatons, Vol. 32, pp. 347-371, (1997).

[9] Azad, S., Han, Je-chen., and Teng, S., “Heat Transfer and Pressure Distributions on a Gas Turbine Blade Tip, ” ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 717-725, (2000).

[10] Lakehal, D., Theodoridis, G.S., and Rodi, W., “Three-dimensional Flow and Heat Transfer Calculations of Film-cooling at the Leading Edge of a Symmetrical Turbine Blade Model ”, ASME Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 22, pp. 571, (2001).

[11] Wilcox, D.C., “*Turbulence Modeling for CFD*”, DCW Industies, Inc., La Canada, CA. (1993).

[12] Launder, B. E., and Spalding, D.B., “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269-289 and 365-377, (1974).

فهرست نمادهاي انگليسي

c: طول وتر پره

C_p: ضريب گرماي ويژه فشار ثابت

G_κ: توليد انرژي جنبشي آشفتگي

G_ω: توليد فركانس آشفتگي

h: ضريب انتقال گرما جابه‌جايي

κ: انرژي جنبشي آشفتگي

m: نسبت دمش

M_{in}: عدد ماخ ورودي

$M_{is,ex}$: عدد ماخ خروجي آيزونتروپيک

P: فشار

Pr: عدد پرانتل

$\mathrm{Re}_{c,in}$: عدد رينولدز ورودي نسبت به طول وتر پره

s: طول خم

S_{ij}: تانسور آهنگ كرنش متوسط

T_{in}: دماي ورودي

T_{∞}: دماي جريان آزاد

T_W: دماي ديوار

Tu: شدت آشفتگي

$\tilde{u}$: سرعت متوسط (ميانگين‌گيري جرمي)

u'': سرعت نوساني (ميانگين‌گيري جرمي)

u_c: سرعت جريان خنك كاري

u_∞: سرعت جريان آزاد

Y_κ: اتلاف انرژي جنبشي آشفتگي

Y_{ω}: اتلاف فركانس آشفتگي

فهرست نمادهاي يوناني

ζ: لزجت ثانويه
ρ: چگالي
ρ_c: چگالي جريان خنك كاري
ρ_{∞}: چگالي جريان آزاد

جدولها

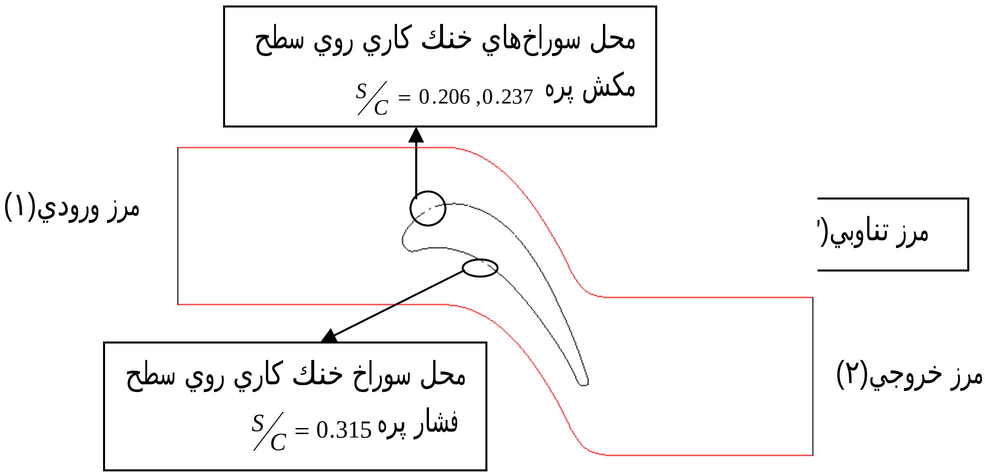
جدول۱- مشخصات پره

$30\ \deg$	زاويه ورودي پره	$80\ mm$	طول وتر
$-69.5\ \deg$	زاويه جريان خروجي طراحي	$100\ mm$	ارتفاع پره
$30\ \deg$	زاويه جريان ورودي طراحي(نسبت به جهت محوري)	$-38.5\ \deg$	زاويه برقراري
$6.25\ mm$	قطر لبه حمله	0.670	نسبت فضا به وتر
$3.0\ mm$	قطر لبه فرار	$21.0\ \deg$	Arcsin(گام/گلويه)

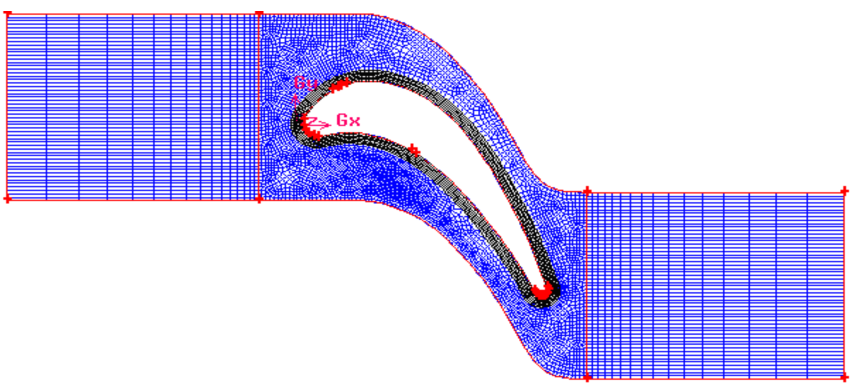
جدول۲- شرايط مرزي

$M_{in} = 0.25$	عدد ماخ ورودي
$\mathrm{Re}_{cin} = 8.5e5$	عدد رينولدز ورودي (نسبت به طول وتر)
$Tu_{in} = 5\%$	شدت آشفتگي ورودي
$T_{o\infty} = 409.5^{\circ} K$	دماي جريان آزاد
$30\ \deg$	زاويه ورودي جريان
$M_{ex,is} = 0.92$	عدد ماخ خروجي آيزونتروپيک
$T_W = 298^{\circ} k$	دماي ديواره
$C_{\mu}^{3/4} \kappa^{3/2} / \varepsilon = 1\ cm$	مقياس طول

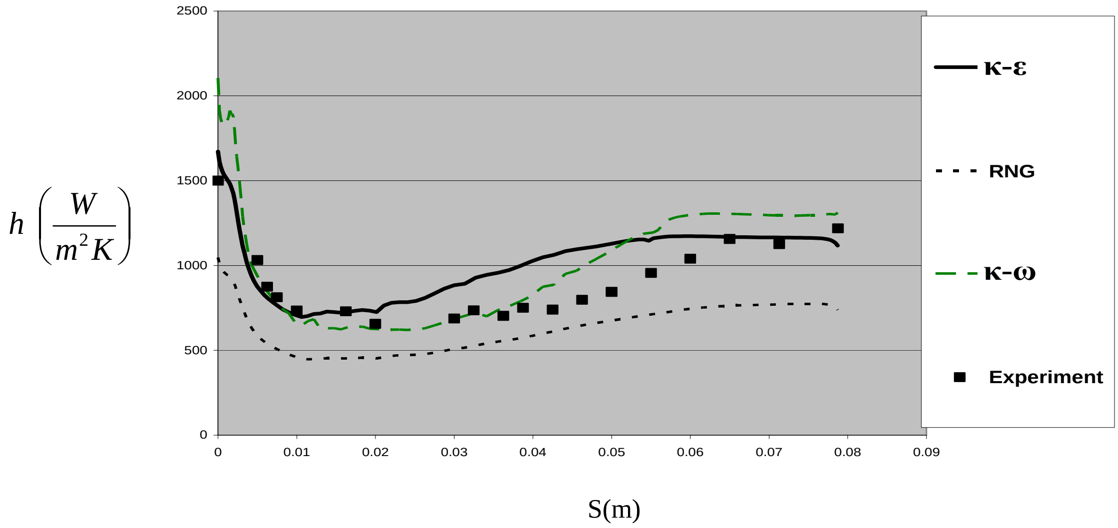
شکلها



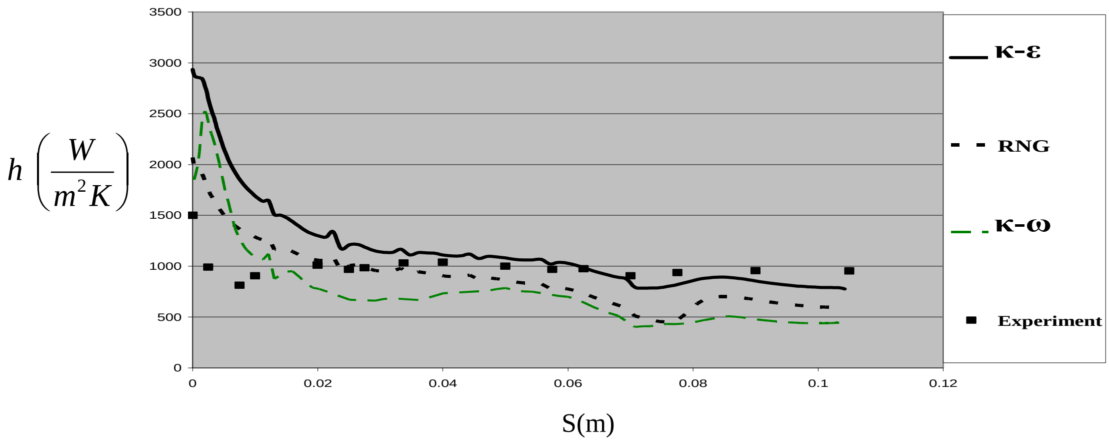
شکل ۱- دامنه محاسباتی



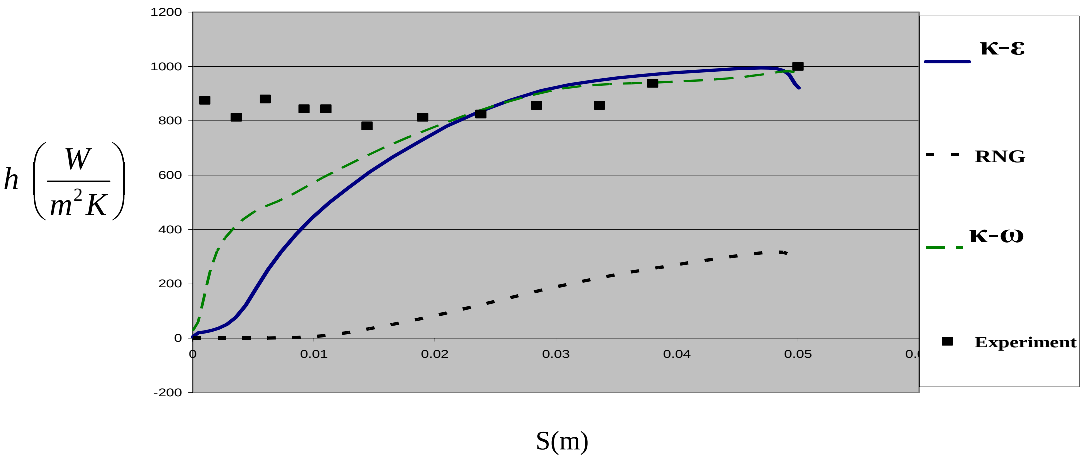
شکل ۲- شبکه تولید شده حول پره



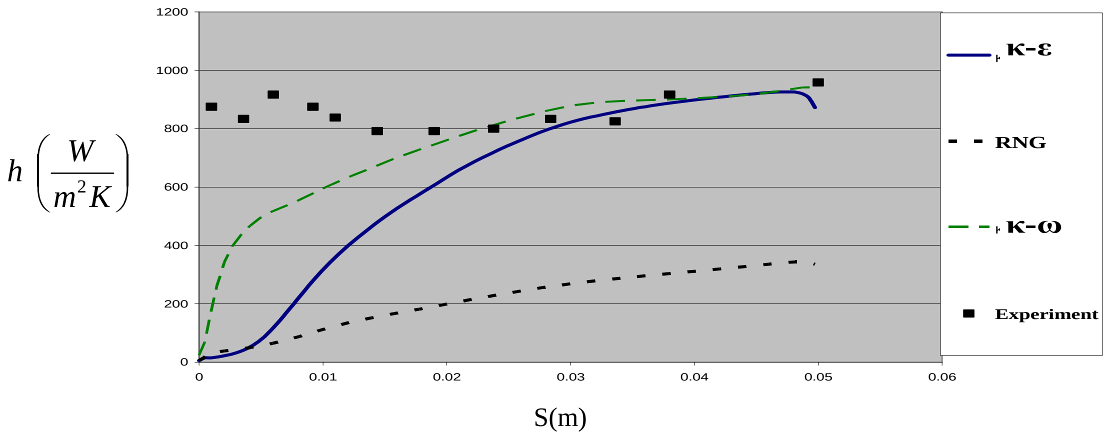
شکل ۳- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح فشار پره بدون خنک کاری در مقایسه با نتایج مرجع [۵]



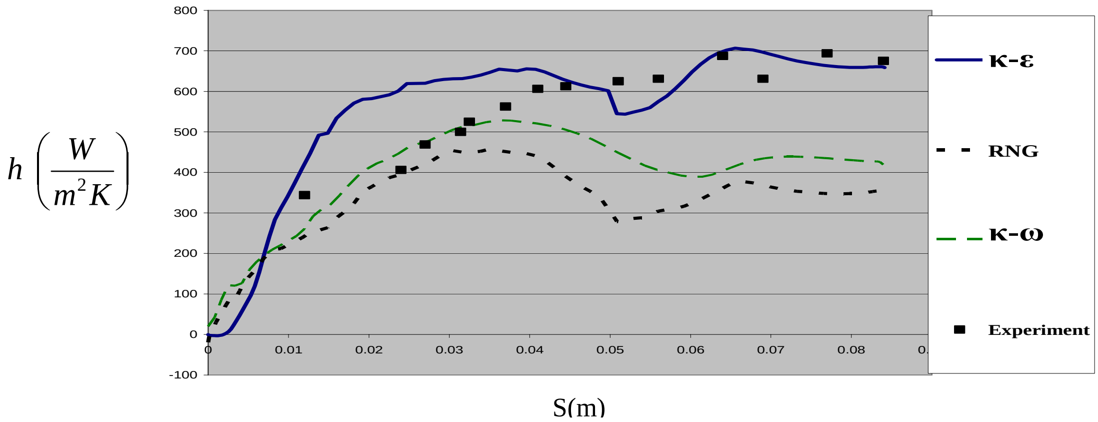
شکل ۴- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح مکش پره بدون خنک کاری در مقایسه با نتایج مرجع[۵]



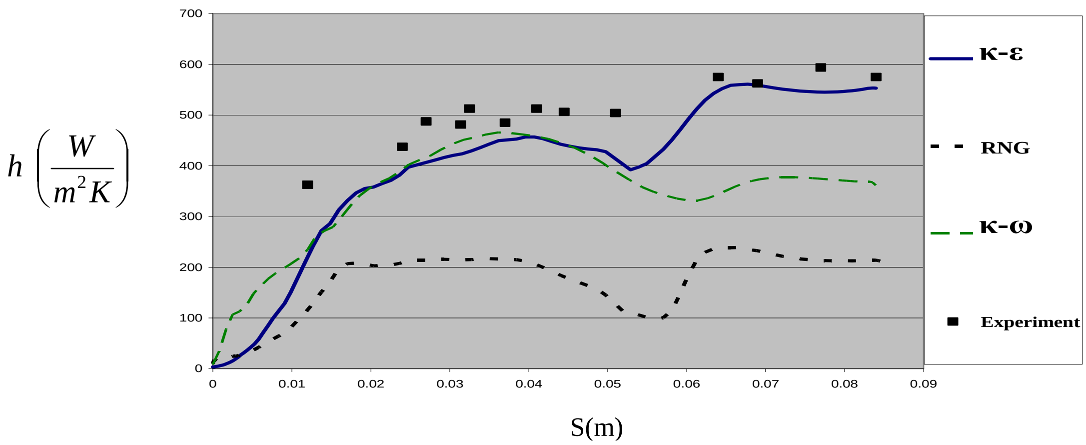
شکل ۵- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح فشار پره، m=۳/۳ در مقایسه با نتایج مرجع [۶]



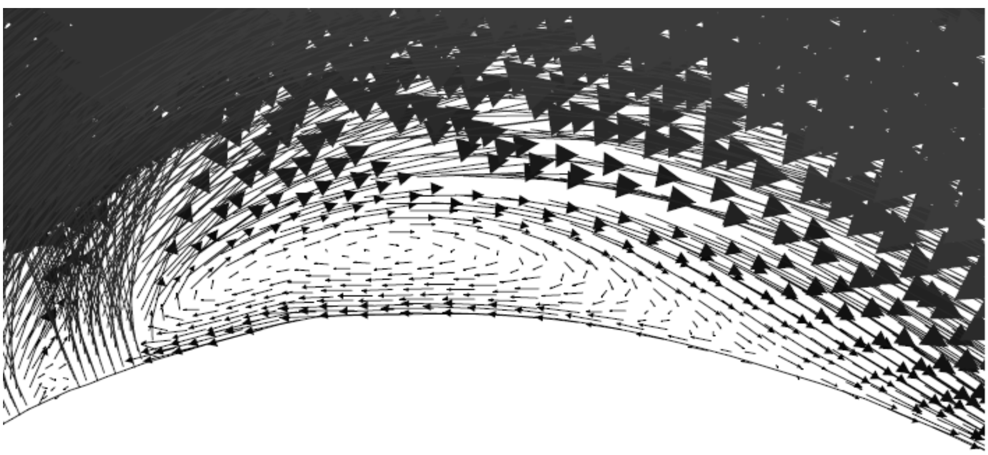
شکل ۶- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح فشار پره، m=۴/۲۵ در مقایسه با نتایج مرجع [۶]



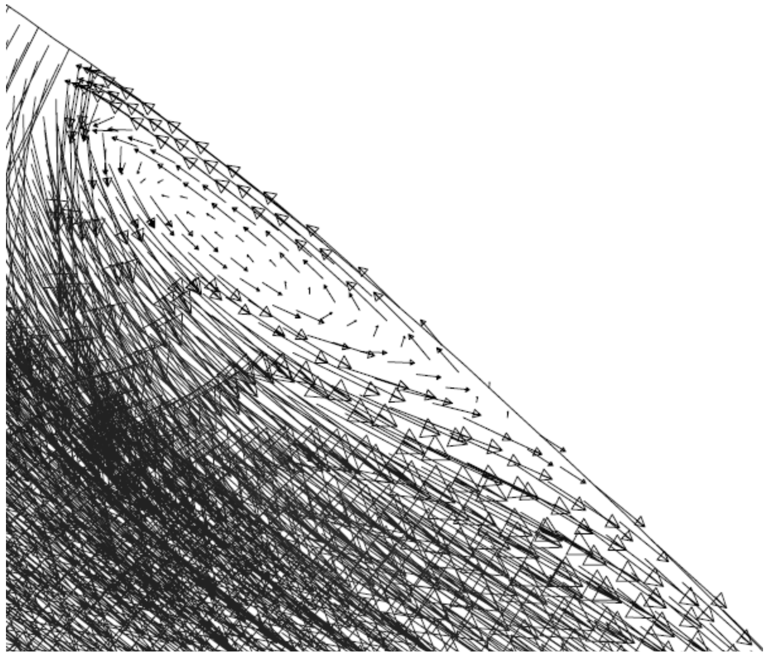
شکل ۷- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح مکش پره، m=۰/۶ در مقایسه با نتایج مرجع [۷]



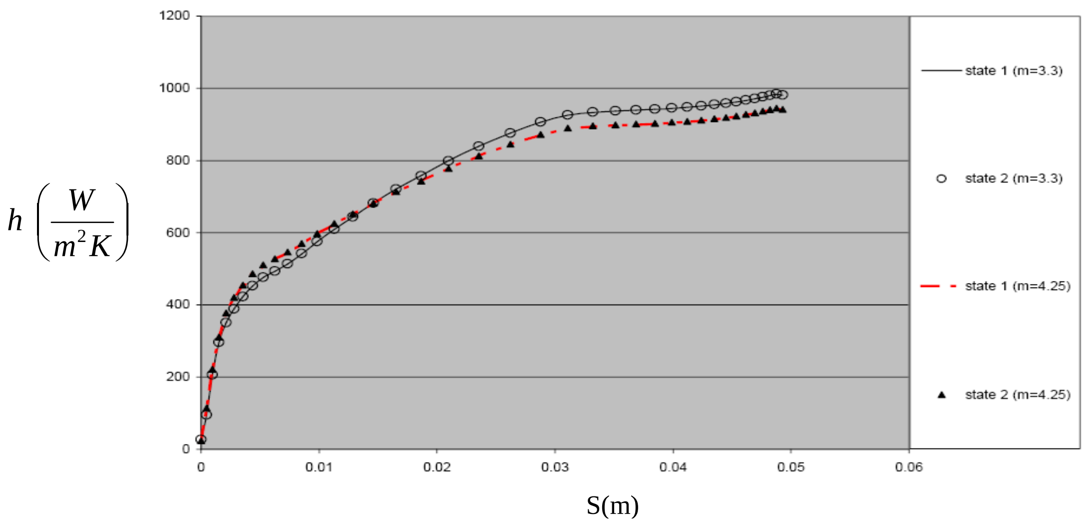
شکل ۸- مقایسه توزیع ضریب انتقال گرما بر روی سطح مکش پره، m=۱ در مقایسه با نتایج مرجع [۷]



شکل ۹- جریان برگشتی بعد از سوراخ خنک کاری در سطح مکش پره



شکل ۱۰- جریان برگشتی بعد از سوراخ خنک کاری در سطح فشار پره



شکل ۱۱- استقلال از شبکه همراه با خنك كاري سطح فشار مدل $\kappa-\omega$

Abstract

In this paper, the application of Reynolds- Averaged Navier-Stokes (RANS) Equations with different turbulence models (standard $\kappa-\varepsilon$, $\kappa-\varepsilon\ RNG$, $\kappa-\omega$) related to the eddy-viscosity in heat transfer and Film-Cooling of the gas turbine rotor blades has been simulated using a Computational Fluid Dynamics (CFD) software. In order to calculate the convection coefficient on surface of gas turbine rotor, prediction of the mentioned turbulence models in two status, with and without Film-Cooling, in different mass flows has also been discussed. The analyzed flow is compressible and Mach numbers in blade inlet and outlet flow are 0.25 and 0.92, respectively. Among these models, in both statuses at the pressure side of the blade $\kappa-\omega$ model and at the suction side of the blade standard $\kappa-\varepsilon$ shows the best agreement with experimental data. $\kappa-\varepsilon\ RNG$ model could not predict heat transfer on blade surface.