

AXIÁLIS KOMPRESSZOR ÁLLÓLAPÁT-FUTÓLAPÁT SZEGREGÁLT NUMERIKUS ÁRAMLÁSTANI MODELLEZÉSE

ÖSSZEFOGLALÁS

Napjainkban az ipari termelés, különösen a repülőipar meghatározó jelentőségű gazdasági tényező. A gázturbinás sugárhajtóművek szerkezeti elemeiben lejátszódó áramlástani jelenségek modellezésével jobban megérthetővé válnak a költséges mérések és kísérletek segítségével reprodukálható folyamatok.

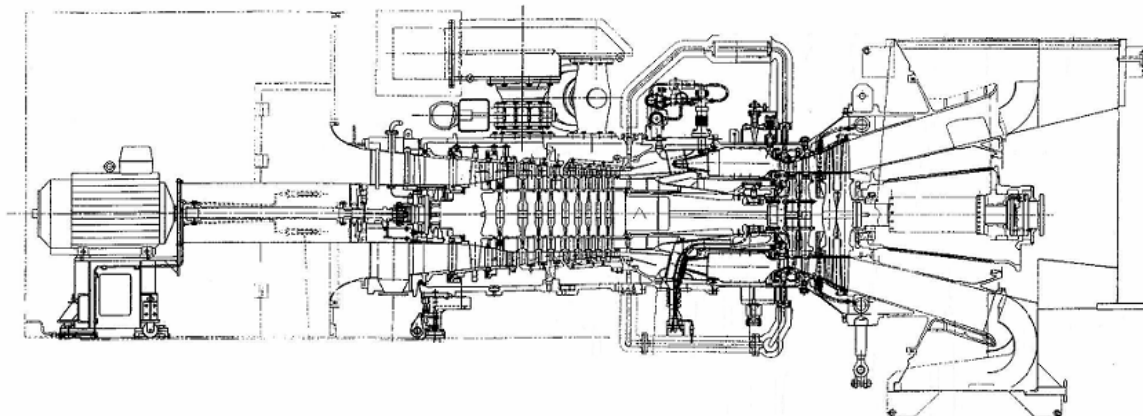
Az áramlástani jelenségeket leíró nemlineáris parciális differenciálegyenleteknek, mint például az Euler- vagy a Navier–Stokes- (NS) egyenleteknek¹, komplexitásuk miatt ez ideig nem létezik zárt alakú, általános érvényű megoldása. A számítógépek gyors fejlődésének, valamint napjaink összetett mérnöki tevékenységeivel szemben támasztott egyre magasabb szintű elvárásoknak köszönhetően azonban egyre inkább előtérbe kerülnek az áramlástani numerikus módszerei (angolul CFD (Computational Fluid Dynamics)), amelyek az alapegyenletek numerikus megoldása során nyújtanak hathatós segítséget az áramlástani-mérnöki problémák megoldásában.

Az intenzíven fejlődő olyan modern CFD módszereknek, mint pl. a DNS (Direct Numerical Simulation (közvetlen numerikus szimuláció)) [7,10,14 és mások] vagy a LES (Large Eddy Simulation (nagy örvények szimulációja)) [13,3,19,12 és mások] az ipari alkalmazásban való elterjedése a nagy számítógépi kapacitásigény miatt még várat magára.

Napjaink gyakorlati-mérnöki alkalmazásaiban leginkább használható, legpontosabb közelítést adó matematikai modellje a Reynolds-átlagolt Navier–Stokes-egyenletek (RANS).

A jelen munkában az ALSTOM GT10B2 PG gázturbina (lásd 1. ábra) 6. fokozat futólapátozásának és a 7. fokozat állólapátozásának numerikus áramlástani modellezése követhető nyomon szegregált állólapát-futólapát egymásra hatás figyelembevételével, 2D-s hengerpalást-felületen.

¹ A modern irodalomban a NS-, illetve az Euler-egyenletek alatt nem csak az impulzus-megmaradás egyenletei értendők, hanem beletartoznak a tömeg- és az energia-megmaradás egyenletei is.



1. ábra. ALSTOM GT10B2 PG ipari gázturbina keresztmetszeti rajza

JELÖLÉSJEGYZÉK

Változók (Latin)

a	: hangsebesség $[m/s]$
A	: terület $[m^2]$
c_v	: állandó térfogaton vett fajhő $[J/(kg \cdot K)]$
c_p	: állandó nyomáson vett fajhő $[J/(kg \cdot K)]$
C_1, C_2	: Sutherland állandó
e	: fajlagos belső energia $[J/kg]$
E	: torlóponti fajlagos energia $[J/kg]$
f_β, f_{β^*}	: Wilcox állandók
$F(M_t)$	: Wilcox turbulens Mach szám függvény
F, G, K	: konvektív fluxus vektorok
F_v, G_v, K_v	: diffuzív fluxus vektorok
$\vec{g}$	: gravitációs erőter
h	: fajlagos entalpia $[J/kg]$
h^{to}	: torlóponti fajlagos entalpia $[J/kg]$
$\vec{H}, \vec{H}_v$	: eredő fluxus vektor
$H(x)$	: Heaviside függvény
i, j, k	: indexek
k	: hővezetési tényező $[W/(m \cdot K)]$, fajlagos turbulens kinetikus energia $[m^2/s^2]$
$\vec{n}$	: felületi normál vektor
p	: statikus nyomás $[Pa]$
Pr	: Prandtl szám
q_x, q_y, q_z	: fajlagos hőmennyiségek $[J/(m^2 \cdot s)]$

R	: specifikus gázállandó $[J/(kg \cdot K)]$
R_{ij}	: reziduál (maradék)
r	: jobb oldali sajátérték vektor
S	: forrás tag
t	: idő $[s]$
T	: statikus hőmérséklet $[K]$
u, v, w	: x, y, z sebességkomponensek $[m/s]$
U	: konzervatív változók vektora
V	: térfogat $[m^3]$
$\vec{V}$	: sebességvektor
V_n	: normális irányú sebesség $[m/s]$
x, y, z	: Descartes-féle koordináta rendszer komponensek $[m]$

Változók (Görög)

α_k	: Runge-Kutta iterációs állandó
$\alpha, \beta_0, \beta_0^*, \xi^*, \sigma, \sigma^*$	: Wilcox állandók
$\beta, \beta^*, \chi_k, \chi_\omega$	: Wilcox állandók
γ	: adiabatikus kitevő
λ	: sajátérték
μ	: molekuláris viszkozitás $[N \cdot s / m^2]$
μ_{eff}	: effektív viszkozitás $[N \cdot s / m^2]$
μ_t	: turbulens viszkozitás $[N \cdot s / m^2]$
ρ	: sűrűség $[kg / m^3]$
τ_{ij}	: feszültség tenzor $[N / m^2]$
ω	: fajlagos turbulens kinetikus energia disszipációja

Rövidítések

R	: jobb
L	: bal
RHS	: jobb oldali
LHS	: bal oldali
RSM	: Reynolds Stress Model
LES	: Large Eddy Simulation
DNS	: Direct Numerical Simulation
RANS	: Reynolds Averaged Navier-Stokes

NUMERIKUS MÓDSZER

Az áramlástan, illetve a fizika olyan területei mint például a mechanika, az elektromágnesesség, a megmaradás elvén alapulnak. A bennük szereplő fizikai mennyiségek, a közöttük fennálló függvénykapcsolatok kifejezhetők a tér és az idő függvényeként. A fizika alaptörvényei felhasználásával differenciál-egyenleteket írhatunk fel, melyek egyrészt biztosítják a kapcsolatot a függvények között, másrészt segítségükkel meghatározhatjuk az ismeretlen függvényeket. Ezeket a differenciál-egyenleteket azonban a megoldás, illetve a megoldási tartomány (geometria), összetettsége miatt, általános esetben nem lehet zárt alakban megoldani (analitikus megoldás). Ezért másfajta megközelítéseket kell találnunk az eredmény elérése érdekében. Első lehetséges megoldás, hogy felhasználjuk a kisminta modellek eredményét. A második esetben a teljes egyenlet helyett, annak valamilyen előre, mérnöki megfontolás alapján megfontolt, egyszerűsített formáját oldjuk meg a teljes, vagy szintén egyszerűsített tartományon. Végül a harmadik eset (amely magába foglalhatja a másodikat) a differenciál egyenletek (közelítő) numerikus megoldása. Ez lényegében a CFD tárgya. A legáltalánosabb értelemben a numerikus módszer egy olyan közelítő eljárás, amely véges számú valós paraméter (szám) meghatározásán keresztül ad megoldást a differenciál-egyenletekre.

Alapegyenletek

Az axiál kompresszorokban lezajló áramlás esetén a Knudsen szám kisebb, mint 0,001, ezért a Navier-Stokes (NS) egyenletek segítségével leírható az áramlás. Az alapegyenletek konzervatív, időfüggő formában, test-erők és belső hőforrás nélkül, összenyomható áramlásra és Descartes-féle koordináta rendszerben a következő formában írhatók fel:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F(U) - F_v(U))}{\partial x} + \frac{\partial(G(U) - G_v(U))}{\partial y} + \frac{\partial(K(U) - K_v(U))}{\partial z} = \vec{0} \quad (1)$$

ahol a konvektív tagok:

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad F(U) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho u h^{to} \end{pmatrix}, \quad G(U) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho v h^{to} \end{pmatrix}, \quad K(U) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ \rho w h^{to} \end{pmatrix},$$

és a diffúzió tagok

$$F_v(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{pmatrix}, \quad G_v(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{pmatrix},$$

$$K_v(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} - q_z \end{pmatrix} \text{ formát öltik.}$$

A számítási idő lerövidítésének érdekében célszerű egy jellemző idő alatt átlagolni az egyenleteket. Ezáltal megszűnik a turbulens fluktuációból adódó bizonytalanság, mialatt lehetővé válik magára a turbulenciára jellemző időléptéken kívüli időfüggő folyamatok leírása. Az így előálló új egyenletrendszer formálisan megegyezik a lamináris áramlás NS-egyenleteivel, azonban néhány új tag megjelenik benne. Ezek a tagok a Reynolds-feszültségek, amelyeket az alapegyenletek nemlineáris tagjai eredményeznek. Mivel nem ismert a kapcsolat az egyenletbeli átlagolt paraméterek, illetve a Reynolds-feszültségek között, ezért a különféle turbulencia modellek egyik fő célja, hogy határozottá tegyék a RANS-t. Az utóbbi harminc évben a turbulencia modellek széles skáláját dolgozták ki. Boussinesq közelítését figyelembe véve (ami szoros kapcsolatot feltételez a lamináris és a turbulens feszültségek között) a Reynolds-feszültségek a turbulens viszkozitás segítségével fejezhetők ki. A turbulens áramlásból adódó viszkozitás a molekuláris viszkozitás matematikai modelljének segítségével állítható elő, az eredő viszkozitás pedig, e kettő összegeként írható fel. A molekuláris viszkozitás magának az áramló közegnek az állandó tulajdonsága, ellenben a turbulens viszkozitással, ami az áramlástan paraméterek függvényeként, térben és időben változhat. A turbulencia modellek célja tehát, hogy függvénykapcsolatot teremtsenek az áramlástan paraméterek és a turbulens viszkozitás között. Prandtl, 1925-ben vezette be az első modellt, amely a keveredési úthossz elmélete szerint biztosítja a kapcsolatot a turbulens nyírófeszültség és a sebesség-gradiens között. Kifinomultabb turbulencia modellek esetén új egyenletek bevezetésével biztosítható a RANS egyenletrendszer egyértelműsége. Ilyen például a turbulens mozgási energiára, illetve ennek a disszipációs rátájára felírt transzport egyenlet, amelyek már egy magasabb rendjét képviselik az egyenletszámmal definiált turbulencia modelleknek. Ennek értelmében megkülönböztethetők az egy egyenletes (pl. Prandtl, Baldwin-Barth és Spalart-Almaras), a két egyenletes (pl. $k-\omega$, $k-\epsilon$), illetve a magasabb rendű, mint például a Reynolds-feszültség modellek. A jelen munkában a Wilcox $k-\omega$ turbulencia modellje került alkalmazásra [18], mivel alkalmazásával több tesztetben (pl. folyadék sugár, fali érdességmodellezés) pontosabb szimulációk érhetők el ellentétben más módszerekkel.

A turbulens kinetikus energia megmaradási egyenlete a következőképpen írható fel:

$$\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \bar{\rho} k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

A turbulens kinetikus energia fajlagos disszipációjának transzportegyenlete:

$$\bar{\rho} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \alpha \frac{\omega}{k} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \beta \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

Az egyenletrendszer megoldhatóságának érdekében szükség van újabb, pl. empirikus formulák bevezetésére [18]:

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{k}{\omega} \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{13}{25} \quad \sigma^* = \frac{1}{2} \quad \sigma = \frac{1}{2}$$

$$\beta^* = \beta_0^* f_{\beta^*} [1 + \xi^* F(M_t)] \quad (5)$$

$$\beta = \beta_0 f_{\beta} - \beta_0^* f_{\beta^*} \xi^* F(M_t) \quad (6)$$

$$\beta_0^* = \frac{9}{100} \quad \beta_0 = \frac{9}{125}$$

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \text{if } \chi_k \leq 0 \\ \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & \text{if } \chi_k > 0 \end{cases} \quad \chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

$$f_{\beta} = \frac{1+70\chi_{\omega}}{1+80\chi_{\omega}} \quad \chi_{\omega} = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_0^*\omega)^3} \right| \quad \chi_{\omega} = 0$$

$$\xi^* = \frac{3}{2} \quad M_{t0} = \frac{1}{4}$$

$$F(M_t) = [M_t^2 - M_{t0}^2] H(M_t - M_{t0}) \quad (7)$$

$$\text{amelyben } H(x) = \begin{cases} 0 & \text{if } x \leq 0 \\ 1 & \text{if } x > 0 \end{cases}$$

$$M_t^2 = \frac{2k}{a^2} \quad \text{ahol ' } a \text{ ' a hangsebesség}$$

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad (8)$$

$$l = \frac{k^{1/2}}{\omega} \quad (9)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Véges térfogat módszer

A differenciál-egyenletek numerikus megoldására a következő három diszkretizációs eljárást alkalmazzák a leggyakrabban: véges differenciák módszere, véges térfogat módszere és a véges elemek módszere. A véges térfogat módszer egyesíti a véges elemek flexibilitását és a véges differenciák egyszerű programozhatóságát, ezért ez a módszer került alkalmazásra. Az eljárás során adott pontbeli ismeretlen a következő cellaközépponti formulával határozható meg:

$$U_j = \frac{1}{\Omega_j} \iint_{\Omega} U d\Omega, \quad (10)$$

A konvektív tagok térbeli diszkretizációja Roe által közelített Riemann módszer segítségével történt az alacsony numerikus disszipáció miatt [17]:

$$H_n(U) = H_n(U^L, U^R) = \frac{1}{2} \left\{ H_n(U^L) + H_n(U^R) - \sum_{i=1}^4 \left| \hat{\lambda}_n^{(i)} \right| \hat{F}_n^{(i)} \Delta W_n^{(i)} \right\}, \quad (11)$$

A magasabb rendű térbeli diszkretizáció érdekében MUSCL (Monotone Upstream Schemes for Conservation Laws) közelítés bevezetése jelentősen javít a numerikus séma pontosságán:

$$\bar{U}_{i+\frac{1}{2}}^R = U_{i+1} - \frac{1}{4} \left[(1-\kappa)\Delta_{i+\frac{3}{2}} + (1+\kappa)\Delta_{i+\frac{1}{2}} \right] \text{ és} \quad (12)$$

$$\bar{U}_{i+\frac{1}{2}}^L = U_i + \frac{1}{4} \left[(1-\kappa)\Delta_{i-\frac{1}{2}} + (1+\kappa)\Delta_{i+\frac{1}{2}} \right], \quad (13)$$

ahol $\Delta_{i+\frac{3}{2}} = U_{i+2} - U_{i+1}$, $\Delta_{i+\frac{1}{2}} = U_{i+1} - U_i$ és $\Delta_{i-\frac{1}{2}} = U_i - U_{i-1}$. A monotonitás megőrzése érdekében *MinMod* limiter került alkalmazásra:

$$\bar{U}_{i+\frac{1}{2}}^L = U_i + \frac{1}{4} \left[(1+\kappa)\bar{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} + (1-\kappa)\bar{\Delta}_{i-\frac{1}{2}} \right] \text{ és} \quad (14)$$

$$\bar{U}_{i-\frac{1}{2}}^R = U_i - \frac{1}{4} \left[(1-\kappa)\bar{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} + (1+\kappa)\bar{\Delta}_{i-\frac{1}{2}} \right], \quad (15)$$

ahol

$$\bar{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} = \text{MinMod} \left(\Delta_{i+\frac{1}{2}}, \beta \Delta_{i-\frac{1}{2}} \right) \text{ és } \bar{\Delta}_{i-\frac{1}{2}} = \text{MinMod} \left(\Delta_{i-\frac{1}{2}}, \beta \Delta_{i+\frac{1}{2}} \right).$$

A *MinMod* függvény:

$$\text{MinMod}(x, y) = \text{sgn}(x) \max[0, \min(x \text{sgn}(y), y \text{sgn}(x))] \text{ és } \beta = 1/3.$$

A diffúzív tagok térbeli diszkretizációja centrális módon történt:

$$\oint_{\Gamma_{ij}} [H_{vn}(U)] d\Gamma = \sum_{k=1}^4 ([H_{vn}]_{ij,k} \Gamma_{ij,k}), \quad (16)$$

amelyben

$$H_{vn} = \frac{1}{2} [H_{vn}(U^L) + H_{vn}(U^R)]. \quad (17)$$

A diszkretizálások során a következő elsőrendű differenciál-egyenlet rendszer állt elő:

$$\frac{\partial}{\partial t} U_{ij} = -\frac{1}{A_{ij}} \left(\sum_{k=1}^4 ([H_n]_{ij,k} \Gamma_{ij,k}) - \sum_{k=1}^4 ([H_{vn}]_{ij,k} \Gamma_{ij,k}) \right) + [S(U)]_{ij}, \quad (18)$$

amely időben, a számítástechnikailag kedvező Runge-Kutta módszerrel oldható meg:

$$\begin{aligned} U_{ij}^0 &= U_{ij}^n \\ U_{ij}^k &= U_{ij}^0 + \alpha_k \Delta t R_{ij}^{k-1} & k=1,2,3,4 \\ U_{ij}^{n+1} &= U_{ij}^k & k=4 \end{aligned} \quad (19)$$

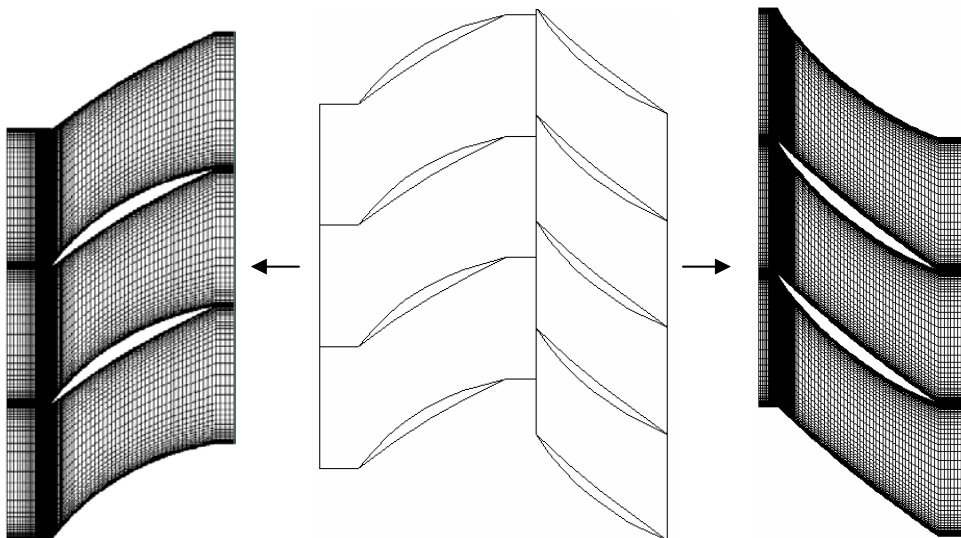
és

$$\alpha_k = \frac{1}{4-k+1}. \quad (20)$$

A probléma korrekt kitűzéséhez elengedhetetlen a peremfeltételek számának és értékének helyes megadása. Az eljárás segítségével kidolgozott program validálása a [5, 16]-ban található.

SZEGREGÁLT ÁLLÓLAPÁT-FUTÓLAPÁT MODELL

Az állólapát-futólapát (2. ábra) egymásra hatásakor jelentkező időfüggő folyamatok két alapvető összetevőre vezethetők vissza. Az információterjedéssel összefüggésbe hozható potenciális hatás az áramlási irányba és vele ellentétes irányba terjed, illetve a lapát által gerjesztett nyom hatása, amely az áramlás irányába terjed. A potenciális hatás a futólapátózás által gerjesztett nyomásfluktuáció, amely lüktető peremként jelentkezik az állólapát kimenetén, ezáltal befolyásolhatja a keresztáramló anyag mennyiségét. Ha az állólapát által gerjesztett nyom eléri a futólapátot a relatív sebességvektor irányának gyors megváltozása lokális leválást idézhet elő. Az állólapát-futólapát egymásra hatásának modellezésére a kereskedelmi numerikus áramlástani programok 'sliding mesh' technológiát alkalmaznak, amely együttesen tudja kezelni az előzőekben említett transziens jelenségeket, azáltal,



2. ábra. Állólapát-futólapát kaszkád (középen) és a szegregált álló- (baloldalon) és futólapát-sor (jobboldalon) geometria a numerikus hálóval

hogy összekapcsolja az abszolút és relatív rendszereket egy komplex áramlási térként tekintve a vizsgált konfigurációt. Ez azonban jelentős számítógépi kapacitást igényel az esetlegesen jelentkező instabilitási problémák mellett. A következőkben ismertetett eljárás során szétválasztva kerülnek meghatározásra az áramlástani paraméterek; külön az állólapátózásban és külön a futólapátózásban. A számítás kiindulópontja a [8]-ban leírt analitikus számítás, amelynek eredményei lapátrácsok ki és bemeneti peremfeltételeinek alapjául szolgálnak. A karakterisztikák módszerének figyelembevételével az 1. táblázatbeli be és kimeneti paraméterek kerültek felhasználásra.

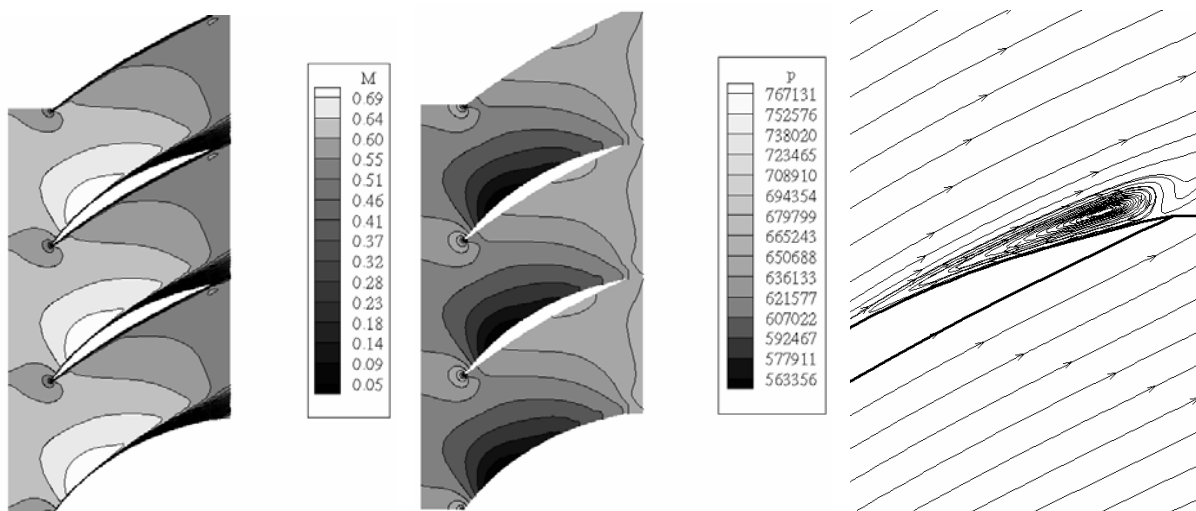
	Állólapát-sor	Futólapát-sor
Belépés	$p_{in}^{to} = 796127 \text{ Pa}$	$p_{in}^{to} = 880000 \text{ Pa}$
	$T_{in}^{to} = 530,7 \text{ K}$	$T_{in}^{to} = 530,7 \text{ K}$
	$\alpha_{in} = 43^\circ$	$\alpha_{in} = -52^\circ$
Kilépés	$p_{out} = 654600 \text{ Pa}$	$p_{out} = 743500 \text{ Pa}$

1. táblázat. Bemeneti és kimeneti peremfeltételek

Az állólapát-sor esetén kapott numerikus áramlástani eredmények a 3. ábrán láthatók. A nyomásviszony, a sebességeloszlás és a kilépő keresztmetszet közelében látható kis intenzitású leválás megfelel a kompresszorban lezajló folyamatok helyes modellezésének.

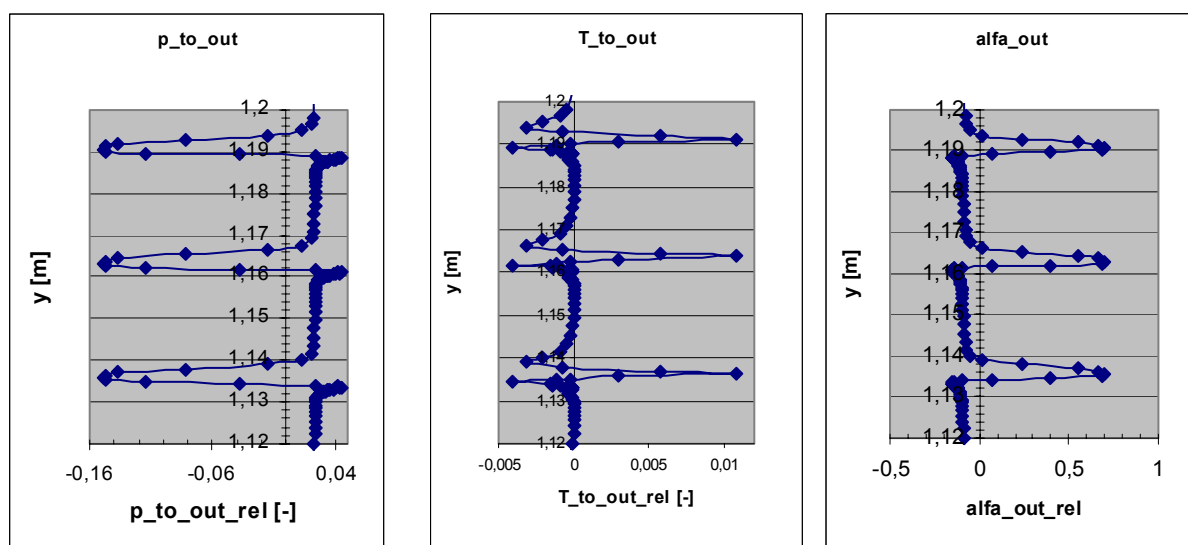
A szegregált számítási eljárás során először az álló lapátrácsra jellemző kilépő átlagos torlóponthi hőmérséklet, nyomás és sebességvektor irány kerül meghatározásra. Az előzőekben említett paraméterek tangenciális irányba pontról pontra változhatnak az áramlási térben kialakult

viszonyoktól. Az eljárás során, az átlagos értékektől való relatív eltérés és a futólapátozás bemenetei peremeinek szuperpozíciója jelleghelyesen képes modellezni az állólapát sor nyomának hatását a futólapátozásra. A bemeneti sebességvektorok megadásakor történik az abszolút rendszerről a relatívra való áttérés a kerületi sebességvektor-komponens figyelembevételével.



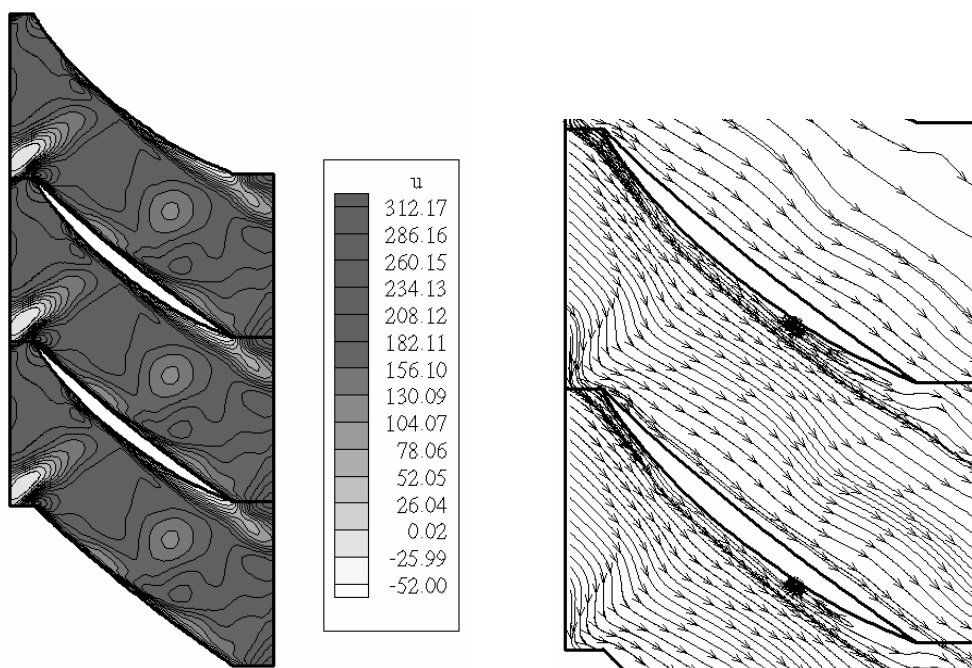
3. ábra. Mach-szám és statikus nyomás eloszlás az állólapát sorban a kilépő örvénnyel

Az állólapát sor kilépő keresztmetszetében megjelenő torlóponthoz tartozó nyomás, hőmérséklet és sebességvektor irány átlagtól való relatív eltérése a 4. ábrán látható.

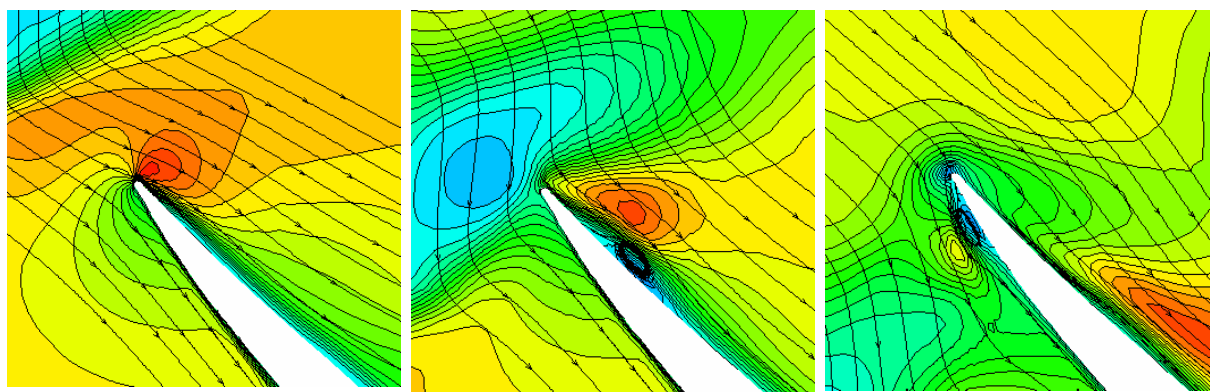


4. ábra. Torlóponthoz tartozó nyomás, hőmérséklet és sebességvektor irány átlagtól való relatív eltérése az állólapát sor kilépő síkjában

A cellánkénti relatív elemi eltérések és a futólapátozás megfelelő bemeneti paramétereinek szorzatának az adott bemeneti paraméterre vonatkoztatott szuperpozíciója fogja eredményezni a keresett inputot. A rotor mozgás és az időben változó folyamat modellezésének érdekében a bemeneti paramétereket az ismert fordulatszám függvényében léptetni kell. A futólapátozásban kialakult vízszintes irányú sebességkomponens eloszlás a vonatkozó áramvonalakkal az 5. ábrán látható. Jól megfigyelhető a futólapát sor nyomának hatása. A 6. ábrán egymást követő időbeni állapotok apró leválási buborékok megjelenését demonstrálja, amelyek azonban az áramlás belső mechanizmusai miatt eldisszipálódnak.



5. ábra. u irányú sebességkomponens eloszlás és az áramvonalak



6. ábra. Állólapát nyomának hatása a futólapát belépő élére

A bemutatottak alapján a módszer jól alkalmazható lapátos gépekben a nyom hatásának modellezésére, azonban a fizikailag pontosabb közelítések – potenciális hatás figyelembevételének – érdekében „a sliding mesh” technológia alkalmazása elkerülhetetlen.

KONKLÚZIÓ

A bemutatottak alapján, a 2 dimenziós véges térfogat elvén, az összenyomható áramlásra kidolgozott Navier-Stokes megoldó kizárólag a potenciális hatás elhanyagolásával alkalmazható a lapátos gépekben kialakult állólapát-futólapát egymáshatásának modellezésére. Az eljárás alkalmazásával jelentős számítástechnikai kapacitás takarítható meg a „a sliding mesh” technológiával szemben.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Chorin, A. J.: A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems. *Journal of Computational Physics*, 2, 12-26., 1967.
- [2] Demeulenaere, A.: Conception et developement d'une methode inverse pour la gmeration d'aubes de turbomachines, Ph.D Thesis at VKI, 1997.
- [3] Germano M., Piomelli U., Moin P. and Cabot W. H.: A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model. *Phys. Fluids*, A3 (7), pp. 1760-1765. 1991.
- [4] Hoffmann K. A., Chiang S. T. L. Siddiqui M. S. and Papadakis M.: *Fundamental Equations of Fluid Mechanics*. Engineering Education System, ISBN 0-9623731-9-2, 1996.
- [5] Molnár, J.: Development of $k-\omega$ Turbulence Model for Compressible Flow, MSc Thesis, BME, Repülőgépek és Hajók Tanszék, Budapest, 2005.
- [6] Mulder W. A. and Van Leer B.: Implicit Upwind Methods for the Euler Equations. *AIAA 6th Computational Fluid dynamics Conference*, pages 303-310, AIAA paper 83-1930, 1983.
- [7] Orszag S. A. and Patterson G.S.: Numerical Simulation of Three-Dimensional Homogeneous Isotropic Turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 28:76-79, 1972.
- [8] Pásztor, E.: Analytical Investigation of ALSTOM GT10B2 PG Compressor at Reverse Stator Segment Installation of Stage 6, Project Report, 2005.
- [9] Roe, P. L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes. *Journal of Computational Physics*, Vol. 43 pp. 357-372., 1981.
- [10] Rogallo R. S.: Numerical Experiments in Homogeneous Turbulence. NASA TM 81315, 1981.
- [11] Schmidt, W., Jameson, A.: Recent Developments in Finite-Volume Time-Dependent Techniques for Two and Three Dimensional Transonic Flows. *Lecture Series at VKI: Computational Fluid Dynamics*, 1982.
- [12] Shen L. and yue D. K. P.: Large-Eddy Simulation of Free Surface Turbulence. *J. Fluid Mech.*, 440, pp. 75-116, 2001.
- [13] Smagorinsky J.: General Circulation Experiments With the Primitive Equations. *Mon. Weather Rev.*, 93, pp. 99-164, 1963.
- [14] Spalart P. R.: Direct Numerical Simulation of a Turbulent Boundary layer up to $R_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.*, 187:61-98, 1988.
- [15] Starken, H.: Untersuchung der Strömung in ebenen Überschallverzögerungsgittern, DLR-Forschungsbericht 71-99., 1971.
- [16] Van Leer B.: Flux Vector Splitting for the Euler Equations. *8th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, Berlin Springer Verlag, 1982.
- [17] Veress, Á.: Numerikus módszerek és alkalmazások a hő- és áramlástechnikai gépekben lezajló folyamatok modellezésére, PhD értekezés, BME, Repülőgépek és Hajók Tanszék, Budapest, 2004
- [18] Wilcox D. C.: *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries ISBN 0963605151, 1998.
- [19] Zang Y., Street R. L., and Koseff J. R.: A Dynamic Mixed Subgrid-Scale Model and Its Application to Turbulent Recirculating Flows. *Phys. Fluids A5* (12), pp. 3186-3196, 1993.