بررسی جریان چگالشی بخار در گذرگاه پرههای یک توربین همراه با نازل ورودی مرطوب

عليرضا تيمورتاش * ، محمدرضا مه پيکر ٢، اسماعيل لکزيان ٣

چکیدہ

بخار با انبساط سریع در شیپوره ها و نیز گذرگاه پرههای توربین، فوق سرد میشود؛ بخار فوق سرد مستعد جوانهزایی هموژن است و فرآیند چگالش به طور معمول به صورت لحظهای و به وسیله شوک چگالش که موجب تلفات ترمودینامیکی و آئرودینامیکی است، انجام میگیرد. به این ترتیب، با تشکیل قطرات و در نتیجه کاهش انرژی گیبز، تعادل ترمودینامیکی برقرار میشود. برای حل دوبعدی جریان گفته شده، معادلات بقاء با معادلات حاکم بر تشکیل و رشد قطرات ترکیب شده و از روش تایممارچینگ جیمسون مبنی بر حجم کنترلی و طرح مغشوش بالدوین – لوماکس استفاده شده است. برای بررسی اعتبار روش تدوین شده، توزیع فشار در امتداد مسیر یک شیپوره و نیز گذرگاه پرههای یک توربین و همچنین اندازه قطرات در انتهای هر دو هندسه محاسبه و با مقادیر تجربی موجود مقایسه شدهاند که برابری خوبی بین نتایج عددی و دادههای تجربی گزارش شده است. با مقادیر تجربی موجود مقایسه شدهاند که برابری خوبی بین نتایج عددی و دادههای تجربی گزارش شده است. پرههای یک توربین ازراه پاشش قطرات در ورودی انجام شده است. برای این کار یک شیپوره همگرا در بالا دست پرههای یک توربین در نظر گرفته شده است و درودی انجام شده است. برای این کار یک شیپوره همگرا در بالا دست میره می به اعتبار روش تدوین شده، بررسی تئوریک برای کنترل شدت و موقعیت شوک میعان در گذرگاه پره سید در ورودی گذرگاه پرههای تو در ورودی انجام شده است. برای این کار یک شیپوره همگرا در بالا دست میل می در ورودی گذرگاه پرههای توربین سبب ضعیف شدن و به تعویق افتادن شوک چگالش در گذرگاه مناست. می شود.

كلمات كليدى : فوق سرد، جوانهزايي، شوك چگالش، جريان بخار مرطوب، جيمسون، بالدوين لوماكس و پاشش ...

An Investigation of Condensing Steam Flow in a Turbine Cascade with Injection of Water Droplets at Inlet

A.R. Teymourtash, M.R. Mahpaker, E. Lakzian

ABSTRACT

During the course of expansion of steam in a Laval nozzle and a cascade of turbine, the state path crosses the saturation line; the steam first supercools and then reverts to equilibrium through the spontaneous formation of droplets or condensation shock, which causes aerodynamics and thermodynamics losses. In this way by formation of droplets and so reducing Gibbs energy, equilibrium is reached. This paper describes a two-phase model and provides an approach for including spontaneous homogeneous nucleation. In order to solve conservation equations, coupled with the equations of formation and growth of the droplets, a 2-D time-marching solution scheme with Baldwin-Lomax

تاريخ دريافت مقاله:۱۳۸۸/۱۱/۲۲

تاريخ اصلاحات مقاله: ١٣٩٠/٣/١٦

ن * نویسنده مسئول و دانشیار، گروه مکانیک، تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی دانشگاه فردوسی مشهد؛ Teymourtash@um.ac.ir

^۲ استاد، گروه مکانیک، تبدیل انرژی، دانشکده مهندسی دانشگاه فردوسی مشهد؛ mahpeymr@um.ac.ir

^۲ استادیار، گروه مکانیک، تبدیل انرژی، دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه تربیت معلم سبزوار؛ e.lakzian@sttu.ac.ir

turbulence model, was used in this study. Pressure distribution and droplets size in a Laval nozzle and a turbine cascade are predicted and compared with empirical results. In the strength of validation, the effect of injection of water droplets into the steam flow in order to control the intensity and location of condensation shock is considered theoretically. A converging nozzle is used to producing droplets at inlet of turbine cascade. The results illustrate that wet steam at inlet of a turbine cascade weakens or delays the condensation shock in the passage of the blades.

KEYWORDS: Supercooled, Nucleation, Condensation Shock, Wet Steam, Jameson, Baldwin-Lomax, Injection of Droplets.

۱– مقدمه

تحلیل جریان چگالشی بخار در بسیاری از جنبههای مهندسی مانند شیپورههای گذرصوتی بخار و گذرگاه پرههای طبقات کم فشار توربینهای بخار کاربرد فراوان دارد. در این جریان ها به طور معمول نرخ انبساط سریعتر از آن است که بخار در شرایط تعادلی باقی بماند و از این رو، بدون تغییر فاز تا زیر خط اشباع سرد شده و در شرایط غیر تعادلی موسوم به فوق اشباع یا فوق سرد قرار میگیرد؛ دریایان با افزایش درجه فوق سردى تصادم اتفاقى مولكول ها باعث توليد جوانه ها و خوشههای پایدار مایع شده و با ایجاد سطح کافی در داخل بخار، بر اثر فرآیند چگالش ناگهانی، سیستم به تعادل ترمودینامیکی برمیگردد. فرآیند گفته شده که در نبود سطوح صلب و ذرات خارجی رخ میدهد، جوانهزایی همگن و چگالش خودبخودی نامیده شده است. شکل (۱) شرایط غیرتعادلی تا خط ویلسون (خط A-A) را که نهایت درجه فوق سردی است نشان میدهد. بعد از خط ویلسون، بخار چگالش یافته و گرمای نهان خود را به محیط اطراف می دهد. این امر باعث کاهش ماخ و افزایش فشار در جریان فرا صوتی می شود. این پدیده که به شوک چگالش (A-B) معروف است تلفات ترمودینامیکی و آئرودینامیکی را باعث میشود.

اولین حل دوبعدی بخار چگالشی در نازلها و بین تیغههای توربین به وسیله باختر و توچایی [۱] براساس روش تایم-مارچینگ دنتون ابداع شد. هر چند که، اختلافات مهمی بین جریان بخار خشک و مرطوب ارائه شد، اما دقت جوابها خوب نبودند. پس از آن فعالیتهای تئوری مختلفی انجام شد که از مهمترین آنها اعمال روش تایم مارچینگ دنتون در پرههای نازل یک توربین توسط مه پیکر [۲] است. وایت و همکارانش ازل یک توربین توسط مه پیکر [۲] است. وایت و همکارانش کذرگاه پرههای توربین را به طور تجربی مورد تایید قرار دادند. تیمورتاش [٤] برای دستیابی به جوابهای بهتر از روش رانج-کوتا منسوب به جیمسون که از دقت رسته دو در فضا

برخوردار است، استفاده نمود و نشان داد که روش جیمسون در آشکارسازی شوکهای جریان چگالشی قابلیت بالایی دارد. کرمانی و گربر [٥] توسط یک بسته نرمافزاری تجاری با عنوان آئرودینامیکی در جریان چگالشی دوبعدی درون یک نازل پرداختند و نتیجه گرفتند که تلفات آئرودینامیکی ناشی از اثرات لزجت و شوکها در مقایسه با تلفات ترمودینامیکی تشکیل قطرات بسیار بیشتر است. یاماموتو [٦] با استفاده از روش تفاضل محدود، جریان بخار مرطوب و لزج را بین پرههای توربین حل نمود. فلیپو و همکاران [۷] جریان بخار مرطوب را نمودند. در ادامه، تیمورتاش [۸] به تحلیل اثر نرخ انبساط بخار بر تولید بینظمی جریان چگالشی درون یک نازل لاوال پرداخت و نتیجه گرفت که افزایش نرخ انبساط موجب افزایش درصد رطوبت و تخریب اگزرژی می شود.

در این تحقیق حاضر جریان چگالشی بخار با استفاده از معادلات ناویراستوکس و روش تایم مارچینگ جیمسون مبتنی بر حجمکنترل، به صورت دوبعدی و با طرح مغشوش بالدوین - لوماکس شبیهسازی شده و سپس، حلهای مختلف ناشی از طرح تدوین شده با نتایج تجربی موجود مقایسه شده و اعتبار آنها بررسی قرار شده است. با توجه به اعتبار بدست آمده، اثر تزریق قطرات آب در بخار ورودی به گذرگاه پرههای یک توربین برای بررسی این ترفند بر شدت و موقعیت شوک چگالش و نیز بر اندازه قطرات نهایی اقدام شده؛ برای این کار در مدلسازی عددی از یک شیپوره همگرا در بالا دست پره که موجبات چگالش بخار را فراهم آورده و قطرات با شعاع مناسب برای ورود به گذرگاه را تولید مینماید، استفاده شده است. به این ترتیب عملکرد جریان بخار همراه با قطرات ورودی معلوم درگذرگاه پرههای توربین موردنظر به صورت تئوری مورد مطالعه قرار گرفته و مقایسهای با وضعیت عادی جریان به عمل آمده است.



شکل (۱): توزیع ماخ برای جریان گذر صوتی بخار با در نظر گرفتن چگالش و بدون چگالش در یک شیپوره همگرا–واگرا

۲– جوانهزایی همگن و تشکیل قطرات مایع در بخار فوقسرد

برخورد تصادفی مولکولهای بخار مبنای تشکیل خوشههای مولکولی (کلاسترها) در جریان بخار است. تعداد کلاسترها که جنینهای تشکیل قطره هستند از تئوری سینتیک گازها توسط رابطه بولتزمن بهدست می آید [۹].

$$n_g = n_1 EXP\left(\frac{-\Delta G}{KT_G}\right) \tag{1}$$

که در آن معادله n_s ، تعداد کلاسترهای، g مولکولی در واحد حجم $(Clusters/m^3)$ حجم $(clusters/m^3)$



شکل (۲): تغییرات در انرژی آزاد گیبز هنگام تشکیل یک قطره در . بخار $^{(P/P_s(T_G))}$ و مقادیر مختلف نسبت فوق اشباع $^{(P/P_s(T_G))}$ [۹].

اگر نسبت فشار حاکم به فشار اشباع متناظر با دمای بخار را نسبت فوق اشباع، که معیاری از عدم تعادل ترمودینامیکی است، بدانیم، در شکل (۲) تغییرات انرژی آزاد گیبز هنگام تشکیل یک قطره کروی برحسب شعاع آن برای آب در 100*C* و به ازاء مقادیر مختلف نسبت فوق اشباع نشان داده شده است

[۹]. در بخار فوقسرد که از تعادل ترمودینامیکی خارج شده است، نسبت فوق اشباع بزرگتر از ۱ است؛ در این حالت اگر شعاع قطراتی که بصورت تصادفی و از برخورد مولکولها تشکیل شدهاند از شعاع بحرانی ، ^{*} ، متناظر با قله منحنی بیشتر باشد، قطره شروع به رشد می نماید و سیستم با کاهش انرژی گیبز به سوی شرایط تعادلی میل می نماید. قطرات کوچکتر از قطرات بحرانی با از دست دادن مولکولها، تبخیر و دوباره کاهش گیبز را فراهم می نمایند. در این صورت $0 = \Delta G$ نشان دهنده حالتی است که قطرهای در بخار فوق سرد تشکیل نشده است. بر اساس مرجع [۹] شعاع بحرانی از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$r^* = \frac{2\sigma_r}{\rho_L R T_G Ln\left(\frac{P}{P_s(T_G)}\right)}$$
(Y)

رابطه (۲) به معادله کلوین هلمهلتز معروف است که بـرای هـر نسبت فوق اشباع، اندازه قطرهای که در تعادل شبه پایدار است را معلوم میکند.

معادله جوانهزایی کلاسیک که بیانگر نرخ تولید قطرات با شعاع بحرانی بر واحد حجم در بخار فوق سرد است، بر اساس مرجع گفته شده به صورت رابطه (۳) ارائه شده است :

$$J_{st} = J_{class} = q_c \frac{\rho_G^2}{\rho_L} \sqrt{\left(\frac{2\sigma_r}{\pi M^3}\right)} \exp\left[-\frac{\Delta G^*}{KT_G}\right]$$
(°)

که در آن q_c ضریب چگالش بوده که برابر با یک فرض شده است. بعدها اصطلاحات مختلفی بر معادله جوانهزایی کلاسیک اعمال شده است که میتوان به تصحیحات کورتنی [۱۰] و کانترویتز [۱۱] اشاره نمود که در این تحقیق به کار رفتهاند. $J_{Ka} = \frac{1}{1+\phi} J_{st}$ (٤)

$$\phi = \frac{q_c \rho_G}{\alpha_r} \left(\frac{RT_G}{2\pi}\right)^{0.5} \left(\frac{L^2}{RT_G^2} - \frac{L}{2T_G}\right) \tag{(o)}$$

در رابطه فوق α_r ضریب انتقال حرارت است و L گرمای نهان تبخیر است.

$$L = h_G - h_L \tag{7}$$

یک رابطه تجربی برای α_r بهوسیله گارماسی [۱۲] به صورت رابطه (۷) ارائه شده است:

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{r(1+3.18K_n)} \tag{V}$$

که در آن λ ضریب هدایت حرارتی قطره و K_n عدد بدون بعد ندسن میباشد [۱۳].

$$K_n = \frac{1.88\mu_G}{2r\rho_G\sqrt{RT_G}} \tag{A}$$

۳– رشد قطرات مایع در بخار فوق سرد

اندازه قطره آنقدر کوچک است (درحدود میکرومتر) که با صرفنظر از اینرسی حرارتی قطره، بالانس انرژی در تشکیل قطرهای به شعاع r با رابطه (۹) تعریف می شود:

$$L\frac{dm_r}{dt} = 4\pi r^2 \alpha_r \left(T_L - T_G\right) \tag{9}$$

گارماسی برای محاسبه دمای قطره برحسب دمای بخار، شعاع قطره و درجه فوق سردی از تقریب رابطه (۱۰) استفاده نموده است [۱۲]:

$$T_L = T_G + \left[1 - \frac{r^*}{r}\right] \left[T_s(p) - T_G\right] \tag{(1)}$$

در این تقریب از تغییرات ضریب کشش سطحی و انتالپی تبخیر در بازه T_L تا T_G صرفنظر شده است. از ترکیب معادلات (۹) و (۱۰) رابطه (۱۱) ایجاد میشود. این معادله برای محاسبات رشد قطره در ناحیه جوانهزایی مورد استفاده قرار میگیرد :

$$\frac{a}{2}(r^2 - r_1^2) + b(r - r_1) + c \ln\left(\frac{r - r^*}{r_1 - r^*}\right) = d\delta t \qquad (11)$$

 t_1 که در آن r^* شعاع بحرانی، r_1 مقدار اولیه شعاع در زمان t_1 و t_1 شعاع در زمان t_1 و $\delta t = t - t_1$ بیانگر بازه زمانی بوده و ضرایب معادله فوق عبارتند از:

$$\begin{aligned} a &= h_G - c_L(T_s(P) - T_D) \\ b &= (r^* + 1.59\bar{l}) \times \\ \left[h_G - c_L(T_s(P) - T_D) + c_L r^*(T_s(P) - T_G) \right] \\ c &= r^* (r^* + 1.59\bar{l}) \left[h_G - c_L(T_G - T_D) \right] \\ d &= \frac{\lambda}{\rho_L} (T_s(P) - T_G) \\ T_s(P) \quad \lambda_c = L_c \cdot L_c$$

مسیر پورنسر، موریسر، T_{D} ، دینی مربع با مسر با نتقال λ ، مسیر پویش آزاد مولکولی، λ ، مسریب انتقال حرارت هدایتی و T_{G} ، دمای بخار است.

٤– معادلات جريان

در این مطالعه تعقیب و بررسی قطرات آب بهصورت لاگرانژی و تحلیل جریان بخار همانطور که شرح خواهد یافت، به صورت اویلری مدل شدهاند.

٤-١- معادلات حاکم بر جریان

معادلات بقاء جرم، ممنتوم و انرژی برای بخار لزج و جریان تراکمپذیر در مختصات کاتزین دوبعدی عبارتند از:

بردار W شامل متغیرهای بقایی، بردارهای F و G بیانگر شارهای غیرلزج، بردارهای R و S مبین اثرات لزجت بوده و شارهای غیرلزج، بردارهای R و k مبین اثرات لزجت بوده و k , h_0 , e_0 حرارتی بخار دلالت دارند.

همچنین $au_{xy}, au_{xy}, au_{yx}$ جملههای تنش هستند به طوری که:

$$\sigma_x = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu_{eff}\frac{\partial u}{\partial x} \tag{12}$$

$$\sigma_{y} = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu_{eff}\frac{\partial v}{\partial y} \tag{10}$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$
(17)

مجموع لزجت مولکولی و لزجت مغشوش است. به طوری که همواره : که همواره :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \tag{1V}$$

نحوه محاسبه و اعمال لزجت مولکولی و لزجت مغشوش در معادلات حاکم به صورت زیر تحقق یافته است.

٤-٢- لزجت مولكولي

برای محاسبه لزجت مولکولی بهاستناد مرجع [۱٤] و به صورت رابطه (۱۸) اقدام شده است:

$$\frac{\mu(\rho,T)}{\mu^*} = \psi(\delta,\theta) = \psi_0(\theta)\psi_1(\delta,\theta) \tag{1A}$$

که در آن:

$$\delta = \frac{\rho}{\rho^*}, \ \theta = \frac{T}{T^*}, \ \mu^* = 1 \times 10^{-6} \ Pa \ s \tag{19}$$

تابع ψ در محاسبه لزجت از حاصلضرب توابع ψ_0, ψ_1 به-دست می آید. ψ_0 بیانگر لزجت در گاز ایده آل است به طوری که:

$$\psi_0(\theta) = \theta^{0.5} \left[\sum_{i=1}^4 n_i^0 \theta^{1-i} \right]^{-1}$$
(Y ·)

در معادله(۲۰):

$$\theta = \frac{T}{T^*}, T^* = T_c = 647.096 K$$
 (71)

و مقدار
$$n_i^0$$
 بەاستناد ھمان مرجع از جدول زیر محاسبه می–
شود:

 $\theta = \frac{T^*}{T}, T^* = T_c = 647.096 K$ (۲۳) و ضرایب معادله ψ_1 طبق مرجع گفته شده از جدول زیر بدست

 $\psi_1(\delta,\theta) = \exp\left[\delta \sum_{i=1}^{21} n_i \left(\delta - 1\right)^{I_i} \left(\theta^{-1} - 1\right)^{I_i}\right]$

 $\delta = \frac{\rho}{\rho^*}, \ \rho^* = \rho_c = 322 \ kg m^{-3}$

ψ، از رابطه(۲۲) بهدست میآید:

جدو $U(1)$: محاسبه ضرایب Ψ_0 [18]						
i	n_i°	i	n_i°			
١	•/1 ٦ ٧٧٥٢*1• ⁽⁻¹⁾	٣	·/\٣\\०*\· ^(-r)			
۲	·/YY·EJY*I· ⁽⁻¹⁾	٤	-·/YE17·0*1· (-Y)			

(۲۲)

که در آن:

مي آيد:

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n _i
١	•	•	•/07••98	١٢	۲	٢	-•/VVYEV9
۲	•	١	•/A••A90*1• ⁽⁻¹⁾	١٣	۲	٣	-•/21912
٣	•	۲	-•/1•ATV&*1• ⁽¹⁾	١٤	۲	٤	-•/YoV• E•
٤	•	٣	-•/۲٨٩٥٥٥	١٥	٣	•	۰/۱٦١٩١٣
٥	١	•	•/777071	١٦	٣	١	۰/۲۵V۳۹۹
٦	١	N	•/٩٩٩١١٥	١٧	٤	•	-•/~~°~~`(-`)
٧	١	۲	·/\~~*\`	۱۸	٤	٣	·/٦٩٨٤٥٢*١· (-١)
٨	١	٣	·/\٢٦٦\٣*\· ^(\)	١٩	٥	٤	•/AVT1•T*1• ^(-r)
٩	١	٥	·/\Y·0V٣	۲.	٦	٣	-•/ET07VT*1• ⁽⁻⁷⁾
١.	۲	•	-•/۲٨١٣٧٨	۲۱	٦	٥	-•/098778*1• ^(-r)
11	۲	N	-•/٩•٦٨٥١				

٤–۳– لزجت مغشوش با استفاده از مدل بالدوين–

لوماكس

برای انجام هرگونه محاسبات در جریان مغشوش با توجه به جملههای تنش در معادلات حاکم، تخمین مقادیر لزجت مغشوش لازم است. برای رسیدن به این هدف طرح جبری بالدوین – لوماکس [١٥] مورد استفاده قرار گرفته است. طرح گفته شده ساده بوده و محاسبات پیچیده جریان چگالشی را به مخاطره نینداخته و نیز ضمن برآوردن خواستههای موردنظر در زمان محاسبات، صرفهجویی شده است. این طرح جبری، دو لایهای است [17]؛ بهطوریکه، لایه مرزی را به دو ناحیه داخلی و خارجی تقسیم مینماید. مقدار لزجت مغشوش برای هر نقطه برابر با کمینه لزجت داخلی و لزجت خارجی است:

$$\mu_t = \min(\mu_i, \mu_o) \tag{YE}$$

 μ_i لزجت مغشوش در لایه داخلی و μ_o لزجت مغشوش در μ_i لرجت مغشوش در لایه خارجی است (شکل ۳). لزجت مغشوش در لایه داخلی که نزدیک به سطح است به استناد مرجع گفته شده به صورت

(۲0)

$$\mu_i = \rho(KYD)^2 |\omega|$$

که در آن ρ دانسیته، K = 0.4 ثابت فون کارمن، Y فاصله عمودی از دیواره، D میرایی ون دریست است که به صورت رابطه (۲٦) تعریف شده است:



شبكل (٣): شماتيك لزجت مغشوش داخلى و خارجى

$$Y^{+} = \frac{Y}{\mu_{w}} \sqrt{\rho_{w} |\tau_{w}|} \tag{YV}$$

 \mathscr{O} تـنش برشـی دیـواره، μ_w لزجـت آرام در دیـواره و τ_w ورتیسیتی است. لزجت مغشوش در لایه خـارجی عبـارت اسـت از:

$$\mu_0 = \rho k C_{cp} F_{wake} F_{kleb} \tag{YA}$$

.در آن k = 0.0168 , $C_{cp} = 1.6$ هستند.

$$F_{kleb} = \left(1 + 5.5 \left(C_{kleb} \frac{Y}{Y_{\text{max}}}\right)^6\right)^{-1}$$
(Y9)

که $C_{kleb}=0.3$ است.

$$F_{wake} = \min\left(Y_{\max} F_{\max}, C_{wk} Y_{\max} \frac{U_{diff}^2}{F_{\max}}\right)$$
(\vec{r})

که در آن $C_{wk}=0.25$ و $F_{
m max}$ حداکثر مقدار تابع F است که بصورت رابطه (۳۱) تعریف شده است:

$$F(Y) = Y | \omega | D \tag{(71)}$$

طبق شکل ۳، در محلی است که F(Y) بیشینه میشود و Y_{max} نیز به صورت رابطه (۳۲) تعریف میشود: $U_{diff} = \left(\sqrt{u^2 + v^2}\right)_{\text{max}} - \left(\sqrt{u^2 + v^2}\right)_{\text{min}}$ (۳۲)

که در آن ، *u*، سرعت در راستای محور افقی، *v*_{max}، و *w*_{min}، بیشینه و کمینه سرعت در راستای محور عمودی است.

۵- ترکیب معادلات بقاء و جملههای رطوبت

گفتنی است که در جریان چگالشی کسر رطوبت ، *w*، از تقسیم جرم مایع به جرم کل بدست میآید که به صورت رابطه (۳۳) تعریف شده است:

$$w = \frac{M_L}{M_L + M_G} \tag{(TT)}$$

در رابطه (۳۳) پانویس G و L به ترتیب به فاز بخار و مایع دلالت دارند. برای تحلیل این جریانها نحوه عمل بر این شیوه استوار است که بخار مرطوب به صورت مجموعهای از قطرات مایع کروی که با اندازهای معلوم درون بخار تحت فشار و دمایی مشخص پراکنده شدهاند، تصور می شود و نیز از آن لحاظ که اندازه جوانه ها و قطرات تشکیل شده بسیار کوچک است، به طور معمول فرض می شود که این قطرات خط مسیر را بدون لغزش طی می نمایند. به عنوان یک اصل، کل سیستم می باید از قوانین بقاء تبعیت نماید، اما برای اعمال قوانین یاد شده بر جریان بخار مرطوب می باید آن ها را با معادلات

(٤ د١٠) که حاکم بر تشکیل جوانه ها و رشد قطرات هستند، ترکیب و به طور همزمان حل نمود. در روند گفته شده توجه به تفاوت این دو دسته معادلات اهمیت دارد، زیرا روابط حاکم بر تشکیل و رشد قطرات در مقایسه با معادلات دیگر نسبت به تغییرات و شرایط فیزیکی حساستر بوده و از این رو، می باید روی فواصل کوتاهتر انتگرالگیری شوند. همچنین، معادلات رشد قطره در اصل بر مبنای دیدگاه لاگرانژ شکل گرفته اند و بنابراین هرگونه تغییر در قطرات می باید در امتداد خطوط محاسباتی منطبق نیستند. بنابراین دلایل دو رشته محاسبات محاسباتی منطبق نیستند. بنابراین دلایل دو رشته محاسبات جداگانه اما موازی به کار گرفته می شوند. ترکیب نمودن صحیح این محاسبات اهمیت دارد. برای کار، کسر رطوبت (معادله ۳۳) که از حل معادلات جوانه زایی و رشد قطرات به دست می آید، در گرفته می شود:

$$h = wh_L + (1 - w)h_G \tag{75}$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{w}{\rho_L} + \frac{(1-w)}{\rho_G} \tag{(ro)}$$

گفتنی است که کسر رطوبت در عمل در هر نقطه از میدان محاسباتی توسط شعاع بهوسیله قطرات و تعداد قطرات در واحد جرم مخلوط مایع و بخار قابل محاسبه است.

اطلاعات مورد نیاز دیگر در این مطالعه روابط توصیف کننده خواص برای مایع و بخار آب بوده که حجم مخصوص مایع اشباع (v_L) از کینان و کیز استخراج شده است. $v_L = \frac{v_C + a(T_C - T_S)^{1/3} + b(T_C - T_S) + c(T_C - T_S)^4}{1 + d(T_C - T_S)^{1/3} + e(T_C - T_S)}$

کے در آن (v_C) حجے مخصوص آب در نقطے بحرانے و معادل (T_C) ، 3.1975 cm^3/g معادل معادل است و نیز:

$$a = -0.3151548$$

 $c = 7.48908 \times 10^{(-13)}$
 $e = -3.946263 \times 10^{(-3)}$
(۳۷) نتالپی مخصوص آب در دمای قطره (T_L) , از رابطه $h_L = c_L (T_L - T_D)$
(۳۷)

که T_D دمای مبنا و برابر با K 273.15 است. و بالاخره از ترکیب قوانین اول و دوم ترمودینامیک و با

استفاده از روابط ماکسل میتوان نشان داد که:

$$\left(\frac{\partial h_G}{\partial P_G}\right) = v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G}\right)_P \tag{(YA)}$$

و يا:

$$h_G = \int \left[v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G} \right) \right] dp + F_h(T_G)$$
(Y4)

با استفاده از معادله حالت، عبارت نهایی برای انتالپی بخار خشک به شکل رابطه (٤٠) خواهد شد:

$$h_{G} = \frac{RT_{G}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4PB}{RT_{G}}} - 1 \right) \left(1 - \frac{T_{G}}{B} \frac{dB}{dT_{G}} \right) + F_{h}(T_{G}) \quad (\varepsilon \cdot)$$

$$a_{G} = \frac{RT_{G}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4PB}{RT_{G}}} - 1 \right) \left(1 - \frac{T_{G}}{B} \frac{dB}{dT_{G}} \right) + F_{h}(T_{G}) \quad (\varepsilon \cdot)$$

$$F_{h}(T_{G}) = a \ln T_{G} + bT_{G} + cT_{G}^{2}$$

$$- dT_{G}^{3} + eT_{G}^{4} - fT_{G}^{5} + const.$$
(£1)

به طوری که:

$$a = 46$$
 $b = 1.47276$ $c = 0.419465 \times 10^{-3}$ $d = 7.33297 \times 10^{-3}$ $e = 6.16548 \times 10^{-11}$ $f = 1.94063 \times 10^{-14}$ const = 178224 in SL units

مجموعه معادلات فوق برای تشریح میدان جریان کافی هستند [٤].

۶*– ر*وش عددی

معادلات حاکم با روش تایممارچینگ جیمسون حل شدهاند. برای محاسبه نمو متغیرها در نقاط محاسباتی، سیستم معادلات (۱۳) ، به طور جداگانه برای هر المان بهکار رفته است. پس از حل جریان، متغیرهای بقایی (*p*,*pu*,*pv*,*pe*) بهدست آمدهاند. مقدار صحیح فشار در جریان بخار مرطوب باید با استفاده از حل معادلات فاز مایع در هر گام محاسباتی بهدست آید. چگونگی حل معادلات حاکم بر فاز مایع بستگی به وضعیت جریان دارد. یکی از شرایط خشک، جوانهزایی و مرطوب ممکن است در جریان بخار اتفاق بیفتد. روش حل برای هر یک از این سه حالت عبارت است از:

ا. جريان خشک

در قسمتی از جریان که بخار تغییر فاز نداده است، جریان تکفاز و کسر رطوبت صفر تلقی میشود. از این رو انتالپی مخصوص (h) مساوی با h_G و دانسیته کل (p) مساوی با p_G بوده و انرژی داخلی به صورت رابطه (٤٢) تعیین میشود:

$$e = h_G - \frac{P}{\rho_G} \tag{FT}$$

در حل عددی، دانسیته و انرژی داخلی کل از حل معادلات

بقاء به دست میآیند، در نتیجه با استفاده از سرعتها داریم:

$$e = e_0 - \frac{u^2 + v^2}{2}$$
(fr)

در اجرای برنامه، ابتدا یک مقدار برای دمای بخار (T_G) حدس زده می شود. با استفاده از معادله حالت، فشار بدست می آید. از این مقادیر فشار و دمای بخار (T_G, P) برای محاسبه انتالپی (رابطه ٤٠) استفاده می شود. از انتالپی برای محاسبه انرژی داخلی با استفاده از رابطه (٤٢) استفاده می شود. از رابطه (٤٢) در معاد می شود. اگر این مقدار با نتیجه به دست آمده از رابطه (٤٣) مساوی نباشد، مقدار T_G به روش نیوتن – رافسون اصلام می گردد. برای این کار تابع خطا به صورت رابطه (٤٤) در نظر گرفته شده است:

$$F(T_G) = \left(e_0 - \frac{u^2 + v^2}{2}\right) - \left(h_G - \frac{P}{\rho_G}\right) \tag{FF}$$

و از این رو، تصحیح دما بـه صـورت رابطـه (٤٥) امکـانپـذیر میشود.

$$\Delta T_G = \frac{-F(T_G)}{dF(T_G)/dT_G} \tag{6}$$

بنابراين:

$$T_{G(new)} = T_{G(old)} + \Delta T_G \tag{69}$$

دقت لازم وقتی به دست می آید که $3 \ge |\Delta T_G/T_G|$ باشد که ع عامل همگرایی معادل 10^{-4} انتخاب شده است. سپس مقادیر ϵ عامل همگرایی معادل 10^{-4} انتخاب شده است. سپس مقادیر جدید فشار و دمای بخار محاسبه می شود. پس از معلوم شدن مقادیر نهایی فشار ، P ، دمای بخار ، T_G و نیز انتالپی h_G ، نرخ جوانه زایی محاسبه شده و با حداقل مقدار ممکن که می توان جوانه زایی محاسبه شده و با حداقل مقدار ممکن که می توان منوز جریان را تکفاز تصور نمود، مقایسه می شود. در این تحقیق Jack معاور این $J_{\rm mh} = 10^{18} \ Nuclei/kg.sec$ [2].

II. جريان جوانەزايى

در بررسی جریانهای چگالشی، متغیرهای بقایی بر مخلوط مایع و بخار دلالت داشته و از این رو، معادلات بقاء همانگونه که بر ناحیه تک فاز حاکم هستند، شامل حال قسمت دوفازی نیز میشوند. بنابراین، با توجه به شکل (٤) مراحل بروز دانسیته و انرژی در نقطه محاسباتی D برای وضعیت تکفاز و دوفاز یکسان است. اما نحوه محاسبه فشار و دما از مقادیر معلوم دانسیته و انرژی در مقایسه با ناحیه تک فاز متفاوت است، زیرا این محاسبات در شرایط دو فازی با کسر رطوبت، ۳، درگیر بوده و به حل معادلات رشد قطره و تعیین میزان رطوبت

نیازمند است. گفتنی است که، محاسبات مربوط به رشد قطرات بر دیدگاه لاگرانژ وابسته بوده [۲] و میباید در امتداد خطوط جریان انجام شوند و از این رو، خط جریان QD که از نقطه D میگذرد، باید مشخص شود. این عمل با توجه به مقادیر سرعت و معادله خط جریان امکانپذیر است. در این صورت با معلوم بودن شرایط در ایستگاه BAE متشکل از نقاط محاسباتی (E و B, A) که قبلا به روز شدهاند، شرایط در نقطه Q قابل میانیابی بوده و زمان لازم برای رسیدن قطرات به نقطه D یعنی δt قابل محاسبه خواهد بود.

$$\delta t = \frac{\Delta X_D}{\left(\left(u_Q + u_D\right)/2\right)} \tag{(FY)}$$

که در آن $\Delta X_{_D}$ حد فاصل افقی نقطه Q تا نقطه محاسباتی D است.

شعاع قطرات ، r_O و تعداد قطرات در واحد جرم، N_O در نقطه $\, Q \,$ به عنوان شرایط شروع در محاسبه نرخ رشد قطرات در امتداد QD پذیرفته می شوند. مقادیر یاد شده اگر در مرحله شروع شدن دوفازی باشند، از رابطه شعاع بحرانی قطرات جوانه (رابطه (۲)) زده شده و نیز نرخ تولید جوانهها (رابطه (٤)) محاسبه می شوند. در غیر این صورت از روابط رشد و ایجاد قطرات در مراحل قبلی بهدست میآیند. در هر حال به طور کلی محاسبات با حدس دمای بخار، T_G ، دمای قطره، T_L و نیز دمای اشباع متناظر با فشار بخار یعنی $T_S(P)$ به عنوان متغیرهای مستقل در D شروع می شود. به این ترتیب خواص سیال نظیر و نیز تخمین شعاع قطره از تقریب گارماسی $ho_L,
ho_G, h_G$ (معادله ۱۰) امکانپذیر میشود. پس از آن فرایند حل برای محاسبه رشد قطره به طور رسمی و توسط انتگرالگیری انجام می شود. چنانچه در انتهای مرحله انتگرالگیری از معادله رشد D قطره، جمله رطوبت و مقادیر تخمینی اولیه برای نقطه ارضاء نشوند، حدس جدیدی برای دماهای سه گانه (دمای بخار، T_{G} ، دمای قطره، T_{L} و نیز دمای اشباع متناظر با فشار بخار) در نظر گرفته شده و فرایند تکرار می شود.

در عمل مقادیر انرژی، دانسیته و شعاع قطره ناشی از اعمال معادلات بقاء و فرایند گامزنی زمانی یعنی r'_D, e'_D, e'_ با مقادیر تخمینی، براساس دماهای فرضی مقایسه گردیده و اختلاف آنها به صورت توابع F₁, F₂, F₃ بیان میشوند.

تغییر لازم در مقادیر دماهای حدسی یعنی T_{G} , ΔT_{L} , $\Delta T_{S}(P)$ به کمک روش نیوتن – رافسون و از راه توابع یاد شده انجام شده است. مشتق های جزئی لازم مانند $\frac{\partial F_1}{\partial T_G}, \frac{\partial F_1}{\partial T_L}, \frac{\partial F_1}{\partial T_s(P)}$ که در فرایند تکرار نیوتن – رافسون به

کار می آیند، به صورت تحلیلی محاسبه شدهاند.



شکل (۴): جزئیات خط جریان محاسبه شده

$$F_{1} = e_{D} - e'_{D} = \left[(1 - w)h_{G} + wh_{L} - \frac{P}{\rho} \right] - e'_{D}$$

$$F_{2} = \frac{1}{\rho_{D}} - \frac{1}{\rho'_{D}} = \left[(1 - w)v_{G} + wv_{L} \right]_{D} - \frac{1}{\rho'_{D}}$$

$$F_{3} = r_{D} - r'_{D}$$
(FA)

از آنجا که پدیده جوانهزایی بسیار سریع اتفاق میافتد، لازم است مسیر بین Q و D را به تعدادی زیر فاصله مناسب تقسیم نموده و فرایند تکرار، برای هریک جداگانه انجام شود. در این صورت توزیع دانسیته و انرژی داخلی در امتداد مسیر QD خطی فرض شده و گاه تا هشت زیر فاصله لحاظ شده است. در انتهای این رشته از محاسبات تمام خواص سیال شامل فشار، دما و انتالپی در نقطه D بروز شده و حل برای تکمیل تکرارهای لازم ادامه یافته است.

ااا. جريان مرطوب

نقطه شروع و خاتمه ناحیه جوانهزایی توسط نرخ جوانهزایی موثر ^J^{min} مشخص می شود. بنابراین هنگامی که نرخ جوانهزایی از مقدار بیشینه عبور نموده و سپس به حداقل مقدار تعریف شده نزول نماید، ناحیه مرطوب آغاز می شود. در این ناحیه نرخ جوانهزایی ناچیز است و چگالش فقط با رشد قطره انجام می شود. از آنجا که در ناحیه مرطوب شعاع قطرات از اندازه بحرانی بزرگتر است، برای محاسبه شعاع قطرات از معادله (٤٩) استفاده شده است [١٧].

$$r = -1.59\bar{l} + \sqrt{\left(1.59\bar{l}\right)^{2} + r_{1}\left(r_{1} + 2\left(1.59\bar{l}\right)\right) + 2\lambda\left(\frac{T_{L} - T_{G}}{h_{G} - h_{L}}\right)\delta\bar{t}}$$
(f9)

که r_i شعاع اولیه در هر بازه زمانی *δ*t است. از آنجا که در این ناحیه قطره جدیدی بوجود نمیآید،

بنابراین به فرایند متوسطگیری برای اندازه قطرات نیاز نیست. در هر حال روند کلی محاسبات مانند چیزی است که برای ناحیه جوانهزایی توصیف شد. در این حالت خطاهای F_1, F_2 طبق قبل تعریف شده، اما نحوه بررسی خطا در مورد شعاع کمی تغییر یافته است. ابتدا شعاع قطره T'_1 با استفاده از رابطه کمی تغییر یافته است. ابتدا شعاع قطره (r') با استفاده از رابطه (٤٩) محاسبه شده و با استفاده از فرمول گارماسی (١٠)، دمای قطره، T'_{LD} بدست می آید. دمای گفته شده با مقدار حدسی، T_{LD} مقایسه و خطای F_3 به صورت رابطه (٥٠) در نظر گرفته شده:

$$F_3 = T_{LD} - T'_{LD} \tag{(a)}$$

بر این اساس، دما بروز شده و تا ارضاء شرایط همگرایی، سعی و خطا تکرار شده است.

γ– پایدا*ر*ی حل

به طور کلی برای بقاء پایداری در طرحهای صریح، بیش-ترین گام زمانی توسط شرط کورانت (CFL) تعیین می شود، به طوری که:

$$\Delta t = FT.CFL.\frac{\Delta x}{\left(|V| + a \right)} \tag{(01)}$$

V عامل زمان، CFL عدد کورانت، Δx گام مکانی، Vاندازه سرعت و B سرعت صوت است. برای روش استاندارد رانج کوتای چهار مرحله ی جیمسون، $CFL = 2\sqrt{2}$ گزارش شده است [۱۸]، در روش تدوین شده، بدون اعمال روشهای تسریع در همگرایی، انتخاب عامل زمانی FTتا 0.4 هیچ مشکلی در پایداری حل ایجاد نمینماید.

۸– همگرایی حل

در این تحقیق ابتدا تغییر در مقدار سرعت محوری به عنوان معیار همگرایی در نظر گرفته شد و براین اساس شرط همگرایی به صورت رابطه (٥٢) در نظر گرفته شد:

$$\left|\frac{\Delta u}{u}\right| < 0.01\% \tag{ot}$$

سپس ملاک دیگری مبتنی بر متوسط مجموع تغییرات دانسیته در حوزه حل مورد توجه قرار گرفت که در دینامیک سیالات محاسباتی بسیار رایج است به طوری که:

$$R_{error} = \frac{1}{N_{node}} \left[\sqrt{\sum_{ij} \left(\delta \rho_{ij}^2 \right)} \right]$$
(or)

در این معیار N_{node} کل نقاط محاسباتی و Öp تغییر دانسیته در دو گام متوالی است. با این روش شرط همگرایی عبارت است از:

همگرایی به روش بالا پس از تحقق یافتن رابطه (۵۲) بهدست میآید. بنابراین معیار اخیر به عنوان شاخص نهایی انتخاب شده است.

۹- اعتبارسنجی طرح عددی تدوین شده

برای اعتبارسنجی نتایج حل عددی حاضر، از دو هندسه متفاوت به شرح زیر کمک گرفته شده است:

الف) شیپوره C منسوب به مور و همکارانش [۱۹] که هندسه و دادههای تجربی توزیع فشار در امتداد محور و اندازه قطرات در خروجی آن از قبل انتشار یافتهاند.

ب) گذرگاه پره های یک تـوربین در تحقیقـات منسـوب بـه باختر و همکاران [۲] که دادههای تجربی فشار در امتداد جریان و اندازه قطرات در خروجی آن موجود هستند.

۹–۱– شیپوره همگرا – واگرای مور

شرایط آزمایش برای شیپوره C منسوب به مور در جدول ۳ دیده می شود؛ هندسه شیپوره و شبکهبندی مربوطه نیز در شکل (٥) ارائه شدهاند.

جدول (۳): فشار و دمای ورودی در شیپوره C در آزمایشهای منسوب به مور و همکاران [۱۹]

 $P_{0in} = 25 \, Kpa$ $T_{0in} = 358.6 \, K$ $P_{OUT} = 8 \, Kpa$



شکل (۵): هندسه و شبکهبندی شیپوره C منسوب به مور و همکاران [۱۹]

در شکل (٦) تغییرات نسبت فشار $\left(\frac{P}{P_{0in}}\right)$ در خط مرکزی

شیپوره مور حاصل از تحقیق حاضر با دادههای تجربی مرجع [۱۹] مقایسه شده که برابری خوبی را نشان میدهد.

در شکل (۷) شعاع تئوری قطرات، در انتهای خط مرکزی این شیپوره بر اساس روش ارائه شده با دادههای تجربی مور [۱۹] مقایسه شده است. همانگونه که دیده می شود اختلاف کمی بین نتایج محاسباتی و تجربی وجود دارد که با توجه به مقیاس میکرونی شعاع قطرات، علت اختلاف را می توان به عدم قطعیت در اندازهگیری آزمایشگاهی، خطای فرمولی و محاسباتی نسبت داد و دیگر محققان از جمله گربر و کرمانی [٥] نیز چنین اختلافی بین نتایج تجربی و تحلیلی را گزارش

نمودهاند.



شکل (۶): توزیع فشار تئوری در طول شیپوره C منسوب به مور برای جریان مغشوش و چگالشی بخار (تحقیق حاضر) در مقایسه



شکل (۷) : مقایسه شعاع قطره روی خط میانی در انتهای شیپوره مور دنظر، حاصل از محاسبات لزج مغشوش (تحقيق حاضر) با مقدار تجربی مور [۱۹]

۹–۲– گذرگاه پرههای توربین منسوب به تحقیقات

باختر

برای بررسی اعتبار نتایج حاصل از شبیهسازی پرههای ثابت توربین دادههای تجربی باختر و همکارانش، از مرجع [۲] استفاده شده است. شرایط آزمایشگاهی که در ارائه نتایج عددی از آنها استفاده شده به شرح زیر هستند:

جدول (۴): فشیار و دمای ورودی در گذرگاههای توربین منسوب به تحقيقات باختر و همكاران [٢]

$$P_{0in} = 172 \, Kpa$$

 $T_{0in} = 380 \, K$
 $P_{OUT} = 82.56 \, Kpa$
 $\theta_{in} = 0^{\circ}$

هندسه گذرگاه و شبکهبندی مربوطه در شکل (۸) مشخص شدهاند؛ شبکهبندی مورد استفاده با توجه به مراجع [۲–٤–٥] از نوع H انتخاب شده است. انتخاب این نوع شبکه حجم محاسبات را کاسته و تحلیل جریان چگالشی پیچیده را سادهتر

می نماید. همچنین در شکل (۸) خطوط هم ماخ حاصل از حل عددی حاضر برای جریان مغشوش و چگالشی بخار به نمایش در آمدهاند و موقعیت گلوگاه در این جریان گذر صوتی با مشخص شده است. M = 1

در شکل (۹) تغییرات نسبت فشار $\binom{P_{P_{0in}}}{P_{0in}}$ در سطح فشار و مکش پره مربوطه حاصل از تحقیق حاضر با داده های تجربی اخذ شده از مرجع [۲] مقایسه شدهاند. برابری با نتایج تجربی در سطح فشار بسیار خوب است. شوک چگالش در امتداد سطح x/c = 0.7 مکش به خوبی گرفته شده است. افزایش فشار در بیانگر وتر محوری است.) روی سطح فشار، به علت شوک (C)چگالش است که بعد از گلوگاه اتفاق افتاده و توافق مطلوب بین نتایج عددی و دادههای تجربی [۲] در شکل دیده می شود.



شکل (۸): هندسه، شبکهبندی و خطوط هم ماخ حاصل از حل عددی برای جریان مغشوش و چگالشی بخار برای گذرگاههای توربین منسوب به تحقيقات باختر [٢]



شکل (۹): توزیع فشار تئوری در سطح فشار و مکش گذرگاههای توربین منسوب به باختر برای جریان مغشوش و چگالشی بخار (تحقیق حاضر) در مقایسه با مقادیر تجربی باختر [۲] در شکل (۱۰) تغییر شعاع قطرات در امتداد سطح فشار و سطح مکش در جریان بخار مرطوب لزج نشان داده شده است.

در این شکل شعاع متوسط قطرات در انتهای گذرگاه با شعاع تجربی مقایسه شده است. مشخص است که پیش بینی اندازه قطره با مقدار واقعی در انتهای گذرگاه پرههای توربین بسیار خوب انجام شده است.



شکل (۱۰): توزیع تغییرات شعاع قطره در سطح فشار و مکش پره توربین منسوب به باختر برای جریان مغشوش و چگالشی بخار برای خروجی بالای صوت در جریان لزج و چگالشی بخار (تحقیق حاضر) و مقایسه شعاع میانگین قطره در انتهای گذرگاه توربین حاصل از تحقیق حاضر با مقدار تجربی باختر [۲]

-۱- ب*ح*ث و ب*رر*سی نتایج عددی

در این تحقیق برای ایجاد قطرات در ورودی به گذرگاه پرههای توربین از شیپورههای همگرایی با شیب ۵٪ (نازل۱)، ۲٪ (نازل۲) و ۷٪ (نازل۳) به صورت تئوری استفاده شده است. شرایط سیال ورودی به شیپورههای همگرا، مشابه جدول (۲) فرض شدهاند. هندسه شیپورههای گفته شده به همراه گذرگاه پره های توربین که در مجموع، حوزه حل عددی را تشکیل می-دهند، در شکل (۱۱) ارائه شدهاند. برای وضوح، فقط شبکهبندی نازل ۱ به تصویر در آمده است.

در شکل (۱۲) تغییرات نسبت فشار $\binom{P}{P_{0in}}$ در امتداد محوری نازل ۱ و بر روی سطوح فشار، مکش و خط میانی گذرگاه پرههای توربین، حاصل از تحقیق حاضر رسم شده است. در امتداد شیپوره از (X=0) تا انتهای آن (X=0.065 m)، نرخ انبساط به آهستگی صورت گرفته اما تغییرات فشار در گذرگاه پرههای توربین (X=0,075 m)، به شدت افزایش یافته است.

در شکل (۱۳) اندازه شعاع قطرات در امتداد خط میانی در جریان گذر صوتی، مغشوش و چگالشی بخار در نازلهای ۳،۲،۱ به همراه گذرگاه پرههای توربین منسوب به باختر نشان داده شده است. از آنجا که با افزایش شیب نازل (زاویه واگرایی) نرخ انبساط افزایش مییابد؛ بنابراین در نازلهای با

شیب بیشتر شرایط وقوع جوانهزایی بحرانی زودتر حاصل شده است. همانطوری که در شکل مشخص است با استفاده از نازل ۳ جوانهزایی در محل X=0.053 m ، با نازل ۲ در محل X=0.058 m و با نازل ۱ جوانهزایی در محل X=0.065 m اتفاق افتاده است.



شکل (۱۱): هندسه نازل ۱ با شیب ۵٪ ، نازل ۲ با شیب ۶٪، نازل ۳ با شیب ۷٪ به همراه هندسه گذرگاه پرههای منسوب به تحقیقات باختر به همراه شبکهبندی ایجاد شده روی کل حوزه حل



شکل (۱۲): توزیع فشار تئوری در امتداد محوری نازل ۱ و بر روی سطوح فشار، مکش و خط میانی گذرگاه پر مهای توربین برای جریان گذر صوتی مغشوش و چگالشی بخار (تحقیق حاضر)



شکل (۱۳): اندازه شعاع قطره در امتداد محوری نازلهای ۳،۲،۱ و

صوتی، مغشوش و چگالشی بخار (تحقیق حاضر)

بر روی خط میانی گذرگاه پرههای توربین برای جریان گذر

در شکل (۱٤) توزیع فشار در سطح مکش پره توربین در دو وضعیت با وجود قطرات ورودی توسط نازل و بدون وجود قطرات (حالت عادی) مقایسه شده است. در عمل طبقات انتهایی توربین با قطرات ورودی ناشی از چگالش بخار در طبقات بالا روبرو می شوند که هدف از این کار مدلسازی و پیشبینی اثر این قطرات برالگوی جریان بوده است. وجود قطرات ورودی، سطح کافی در اختیار بخار فوقسرد قرار میدهد به طوری که چگالش به تدریج بر روی سطح قطرات موجود انجام میشود و بنابراین گرمای نهان چگالش نیز بهتدریج به جریان منتقل میشود در این حالت، افزایش ناگهانی فشار (شوک چگالشی) را نخواهیم داشت. اما در نبود پاشش قطرات، جریان پس از عبور از خط ویلسون بطور ناگهانی گرمای نهان خود را به بخار اطراف میدهد که همراه با شوک چگالش خواهد بود؛ بنابراین با توجه به شکل (۱٤) افزایش فشار ناشی از شوک میعان در جریان همراه با پاشش قطرات ورودی، دیده نمیشود و تغييرات فشار نسبت به حالت بدون پاشش هموارتر است.



شکل (۱۴): مقایسه توزیع فشار تئوری در سطح مکش پره توربین در دو وضعیت: با استقرار نازل بالادست (حضور قطرات ورودی) و بدون نازل بالادست (بدون حضور قطرات ورودی) برای جریان مغشوش و چگالشی بخار (تحقیق حاضر)

۱۲– فہرست علائم

A	سطح المان
с	گرمای ویژه
е	انرژی داخلی
ΔG	تغییرات انرژی گیبس
h	آنتالپی
J	نرخ تشکیل قطرات بر واحد حجم
k	ضريب هدايت حرارتى بخار
Κ	ثابت بولتزمن
Kn	عدد ندسن (نسبت مسیر پویش آزاد مولکولهای
	فار به قطر قطره)

۱۱– نتیجهگیری

با توجه به نتایج مدل تدوین شده برای پیشبینی رفتار جریان لزج و چگالشی بخار ضمن استفاده از مدل توربولانسی بالدوین لوماکس، در شیپوره C منسوب به مور و پره توربین منسوب به تحقیقات باختر، توزیع فشار در امتداد محور طولی و نیز شعاع قطرات در انتهای هر دو هندسه با دادههای تجربی مقایسه شده که به واسطه اعمال لزجت و توربولانسی، برابری مطلوبتری بین نتایج عددی و دادههای تجربی در مقایسه با حلهای غیر لزج حاصل شده است؛ در ادامه پس از اعتبار سنجى طرح عددى تدوين شده، بەصورت تئورى اقدام بە استفاده از شیپوره همگرا در ورودی به یک کسکید از پرههای توربین شده است. همان طور که در نمودارهای ارائه شده مشخص است، با استفاده از یک شیپوره مناسب قبل از کسکید موردنظر، قطرات مايع در جريان بخار ايجاد شده كه سطح کافی برای عمل چگالش را برای بخار فوقسرد پدید آورده است، بدین ترتیب شوک چگالش از جریان حذف شده که در نتيجه تلفات آئروديناميكي و ترموديناميكي ضعيف ميشوند.

در ضمن همانگونه که گزارش شد، طرح موجود از جنبههای مختلف قابلیت پیشبینی جریان لزج و چگالشی بخار را دارد و میتوان آن را ابزاری مفید برای طراحی صحیح و نیز تحلیل گذرگاه پرههای توربین بخار به جهت پیشبینی تلفات آئرودینامیکی و ترمودینامیکی ناشی از شوک چگالش به حساب آورد.

L	گرمای نهان چگالش
m_r	جرم یک قطرہ
n_g	کلاستر شامل g مولکول
n_1	کلاستر شامل ۱ مولکول
Ν	تعداد مولکولها بر واحد جرم بخار
М	جرم يک مولکول آب
ī	مسیر پویش آزاد مولکولهای بخار
Р	فشار
$P_S(T_G)$	T_G فشار اشباع در دمای
q_{c}	ضریب چگالش(کسری از مولکول الی برخورد

$$R$$
 ثابت گاز S_c عدد اشمیت D ضریب $S_c = \mu_G / \rho_G D$ فسریب

$$S_c = \mu_G / \rho_G D$$
 (units)

R

r

w

[17]

[17]

[\\]

[19]

ملائم بمذاذ

$$T$$
 دما $T_S(P)$ دمای اشباع در فشار P

$$\Delta T$$
 درجه فوق سردی $\begin{bmatrix} T_s(P) - T_G \end{bmatrix}$
 t زمان
 u محور X سرعت در امتداد محور X
حجم مخصوص – سرعت در امتداد محور y

شىعاع قطره

F. Bakhtar, M.T. Mohammadi Tochai, "An [۱] investigation of Two dimensional flows of nucleating and wet steam by the time - marching method" INT. J. Heat and Fluid Flow, Vol.2. No.1, pp. 5-18, (1980). F. Bakhtar, M.R. Mahpeykar, K.K. Abbas,"An [۲]

investigation of nucleating flows of steam in a cascade of turbine balding-Theoretical treatment" Transactions of ASME Vol.117, pp. 138-144, (1995).

A.J. White, J.B. Young, P.T. Walters, "Experimental [٣] validation of condensing flow theory for a stationary cascade of steam turbine blades", Proc. Royal Soc., A, 354, 59-80, (1996).

[0] the evaluation of thermodynamic and aerodynamic losses in nucleating steam flow." International Journal of Heat and Mass Transfer 46, pp. 3265–3278, (2003).

S.Yamamoto, "Computation of practical flow problems [٦] with release of latent heat", Energy, 30 197-208 (2005).

J. Aboliazli [٨] Mousavi Shaegh," The effects of rate of expansion and injection of water droplets on the entropy generation of nucleating steam flow in a Laval nozzle ", Heat Mass Transfer, 45: pp.1185-1198, (2009).

J.E.McDonald," Homogeneous nucleation of water [٩] vapor condensation ", I.Thermodynamics aspects ", Am.J.Phys.30, pp.870-877, (1963).

W.G. Courtney, " Remarks on homogeneous [1.] nucleation", J.chem.Phys, 35, 2249, (1961).

$$\alpha_r$$
 הענאי ועפוע בעונה אואסע איז איז איז α_r

$$\mu_G$$
لرجت بحار

$$\mu_{e\!f\!f}$$
لزجت موثر بخار

$$ho$$
 چگالی مخلوط مایع و بخار

$$\sigma$$
 ضريب کشش سطحی بخار

$$arphi_s(T_L,r)$$
 پگالی بخار اشباع در دمای T_L مجاور قطرهای r چگالی بخار اشباع در دمای r

A. Kantrowitz, "Nucleation in very rapid vapour [11] expansion", f.chem.Phys. 19, 1097, (1951).

G. Gyarmathy, "Bases for a theory for wet steam [17] turbines", bull.No.6,Inst.for therm Turbomachines in fed.Tech.Univ.Zurich, (1964).

K. Zidi, "Spontaneous condensation in flowing high [17] pressure steam", Ph. D thesis, Dep. Of Mechanical Eng. University of Birmingham, England, (1981).

W. Wagner, H. Joachim, Kretzschmar, "International [18] steam tables." Second edition, springer, ISBN 978-3-540-21419-9, (2008).

B.S. Baldwin, H. Lomax, , "Thin-layer approximation [\0] and algebraic model for separated turbulent flows", AIAA Paper 78-257, (1978).

W. Rodi," Simulation of turbulence in practical flow calculations", Proc. ECCOMAS 2000, Barcelona, (2000).

A.R. Teymourtash, M.R. Mahpekar, "A blade to blade inviscid transonic flow analysis of nucleating steam in a turbine cascade by the Jameson's time-marching scheme using body fitted grid." ,Journal of school of engineering , Ferdowsi University of Mashhad , Vol.18,NO.1, (2006).

A. Jamson, W. Schmidt, E. Turkel," Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time-stepping schemes." AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Palo Alto, California, pp.1-14, (1981).

M.J. Moore, P.T. Walters, R.I. Crane, B.J. Davidson, "Predicting the fog drop size in wet steam turbines", Institute of Mechanical Engineers (UK), Wet Steam 4 Conf., University of Warwick, paper C37/73, (1973).

نماد فاز بخار G

- نماد شرايط سكون 0
- شىعاع يک قطرہ r
- نماد شرايط اشباع S

نماد مقادیر بحرانی *