

کنترل شدت و موقعیت چگالش ناگهانی با استفاده از پاشش قطرات در گلوگاه یک شیپوره همگرا-واگرای دوبعدی

اسماعیل لکزیان^۳

دانشکده فنی و مهندسی
دانشگاه حکیم سبزواری

علیرضا تیمورتاش^۱ و محمدرضا مه پیکر^۲

دانشکده مهندسی
دانشگاه فردوسی مشهد

(تاریخ دریافت: ۸۸/۱۰/۲۱؛ تاریخ پذیرش: ۹۰/۲/۳)

چکیده

بخار ضمن انبساط سریع در شیپوره‌های گذر صوتی گاهی شرایط فوق سرد را احراز می‌نماید. در این حالت، تعادل ترمودینامیکی برقرار نبوده و دمای بخار از دمای اشباع در فشار حاکم کمتر می‌شود. بخار فوق سرد مستعد جوانه‌زایی و چگالش است که به صورت آبی و توسط چگالش ناگهانی صورت می‌گیرد. بدین ترتیب، با تشکیل قطرات و کاهش انرژی گیبز، شرایط تعادلی برقرار و جریان دوفازی حاصل می‌شود. در این تحقیق، برای حل دوبعدی جریان، معادلات حاکم بر تشکیل فاز مایع شامل معادله جوانه‌زایی کلاسیک با اصلاح غیرهمدم-کورتنی به همراه معادلات رشد قطره با معادلات ناویر-استوکس ترکیب شده و به روش تایم‌مارچینگ جیمسون مبتنی بر حجم کنترلی و با استفاده از مدل توربولانسی بالدوین-لوماکس شبیه‌سازی شده است. جهت بررسی اعتبار روش به کار رفته، توزیع فشار و شعاع قطرات در انتهای شیپوره با نتایج تجربی موجود مقایسه شده‌اند. با احراز اعتبار روش اتخاذ شده در این تحقیق، پاشش قطرات آب به داخل جریان بخار در گلوگاه شیپوره به منظور کنترل شدت و موقعیت چگالش ناگهانی به صورت تئوری مورد بررسی قرار گرفته که در نتیجه، کاهش شدت چگالش ناگهانی (شوک چگالش) را به بار آورده است. از آنجا که شوک مذکور عامل تلفات ایروودینامیکی و ترمودینامیکی می‌باشد، این ایده می‌تواند در بهبود عملکرد نازل‌های بخار مؤثر واقع شود.

واژه‌های کلیدی: بخار فوق سرد، چگالش ناگهانی، شیپوره همگرا و واگرا، مدل بالدوین لوماکس، پاشش قطرات

Controlling the Intensity and Location of Spontaneous Condensation in a 2-D Laval Nozzle by Spraying Water Droplets at the Throat

A.R. Teymourtash and M.R. Mahpeykar

Eng. Dep't.
Ferdowsi Univ. of Mashhad

E. Lakzian

Eng. Dep't.
Hakim Sabzevari Univ.

(Received: 11 Jan., 2010; Accepted: 23 Apr., 2011)

ABSTRACT

During expansion in a Laval nozzle, the steam at first supercools and then reverts to equilibrium through spontaneous condensation to become a two-phase mixture. This paper describes a numerical method for the solution of two-dimensional, two-phase flow of steam in a Laval nozzle. The unsteady Navier-Stokes equations, including the Baldwin-Lomax turbulence model are combined with non-isothermal-Courtney's correction and droplet growth equations; then treated by Jameson's time marching scheme. In this study, pressure distribution and droplet size are predicted and compared with available empirical results. For further validations, spraying water droplets at the throat of nozzle is considered theoretically to control the spontaneous condensation intensity and its location. Since condensation shock is the origin of aerodynamic and thermodynamic losses, the idea can lead to improved design.

Keywords: Supercool, Spontaneous Condensation, Laval Nozzle, Baldwin Lomax Model, Spray of Droplets

۱- دانشیار (نویسنده پاسخگو): Teymourtash@um.ac.ir

۲- استاد: mahpeykar@um.ac.ir

۳- استادیار: esmailakzian@yahoo.com

۱- مقدمه

در شیبوره‌های گذر صوتی بخار که کاربرد صنعتی فراوان دارند، 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 غیرتعادلی موسوم به فوق اشباع یا فوق سرد قرار می‌گیرد. در نهایت با افزایش درجه فوق سردی، تصادم اتفاقی مولکول‌ها موجب تولید جوانه‌ها و خوشه‌های پایدار مایع شده و با ایجاد سطح کافی در بطن بخار، بر اثر فرآیند چگالش ناگهانی، سیستم به تعادل ترمودینامیکی برگشت می‌نماید. فرآیند یاد شده که در غیاب سطوح صلب و ذرات خارجی به وقوع می‌پیوندد، جوانه‌زایی همگن و چگالش خودبه‌خودی نامیده شده است. شکل ۱ شرایط غیرتعادلی حاکم را تا خط ویلسون (خط A-A) که نهایت درجه فوق سردی است نشان می‌دهد. بعد از خط ویلسون، همان‌گونه که بیان شد، بخار چگالش یافته و گرمای نهان خود را به محیط اطراف می‌دهد. این امر باعث کاهش ماخ و افزایش فشار در جریان فرا صوتی می‌گردد. این پدیده به چگالش ناگهانی (شوک چگالش؛ A-B) موسوم است که موجب تلفات ترمودینامیکی و آیرودینامیکی می‌شود.

اولین حل دوبعدی بخار چگالشی در نازل‌ها توسط باختر و توچایی^۱ [۱] براساس روش تایم‌مارچینگ دنتون ابداع گردید. با وجود این‌که اختلافات مهمی بین جریان بخار خشک و جریان بخار مرطوب ارائه شد، اما دقت جواب‌ها راضی‌کننده نبودند. پس از آن فعالیت‌های تئوری متعددی صورت پذیرفت که از مهم‌ترین آنها اعمال روش تایم مارچینگ دنتون در پره‌های نازل یک توربین توسط مه‌پیکر [۲] را می‌توان نام برد. تیمورتاش [۳] برای دستیابی به جواب‌های بهتر از الگوریتم رانج-کوتا منسوب به جیمسون که از دقت رسته دو در فضا برخوردار است، استفاده کرد و نشان داد که روش جیمسون در آشکارسازی شوک‌های جریان چگالشی قابلیت بالایی دارد. کرمانی و گربر^۲ [۴] توسط یک بسته نرم‌افزاری تجاری به نام CFX-TASCFLOW به پیش‌بینی تلفات ترمودینامیکی و آیرودینامیکی در جریان چگالشی دوبعدی درون یک نازل پرداخته و نتیجه گرفتند که

فهرست علائم

c	گرمای ویژه
e	انرژی داخلی
ΔG	تغییرات انرژی گیبس
h	آنتالپی
J	نرخ تشکیل قطرات
Kn	عدد ندسن (نسبت مسیر پویس آزاد مولکول‌های بخار به قطر قطره)
k	ضریب هدایت حرارتی
L	گرمای نهان چگالش
\bar{l}	مسیر پویس آزاد مولکول‌های بخار
M	جرم یک قطره
N	تعداد مولکول‌ها بر واحد جرم بخار
P	فشار
$P_s(T_G)$	فشار اشباع در دمای T_G
q	ضریب چگالش (کسری از مولکول‌های برخورد کننده به سطح که چگالیده می‌شوند).
R	ثابت بخار
r	شعاع قطره
S	نسبت اشباع
T	دما
$T_s(P)$	دمای اشباع در فشار P
ΔT	$[T_s(P) - T_G]$ درجه فوق سردی
t	زمان
u	سرعت در امتداد محور X
v	حجم مخصوص و سرعت در امتداد محور Y
w	درصد رطوبت

علائم یونانی

α_r	نماد ضریب انتقال حرارت
μ	نماد لزجت بخار
μ_{eff}	نماد لزجت مؤثر بخار
ρ	نماد دانسیته مخلوط مایع و بخار
λ	نماد ضریب هدایت حرارتی بخار
σ	نماد ضریب کشش سطحی بخار
$\rho_s(T_L, r)$	نماد دانسیته بخار اشباع در دمای TL مجاور قطره‌ای به شعاع r

1- Bakhtar and Tochai
 2- Kermani and Gerber

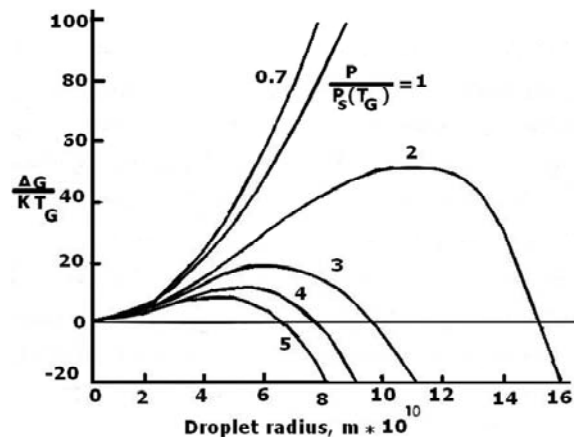
۲- جوانه‌زایی همگن و تشکیل قطرات مایع در بخار فوق‌سرد

برخورد تصادفی مولکول‌های بخار، مبنای تشکیل خوشه‌های مولکولی (کلاسترها) در جریان بخار می‌باشد. تعداد کلاسترها که جنین‌های تشکیل قطره می‌باشند، از تئوری سینتیک گازها رابطه بولتزمن به صورت زیر بدست می‌آید [۸-۹]:

$$n_g = n_1 \exp\left(\frac{-\Delta G}{KT_G}\right), \quad (1)$$

که در آن، n_g تعداد کلاسترها شامل g مولکول و K ثابت بولتزمن می‌باشند.

در شکل ۲ تغییرات انرژی آزاد گیبز هنگام تشکیل یک قطره کروی بر حسب شعاع آن برای آب در $100^\circ C$ و به ازاء مقادیر مختلف نسبت فوق اشباع مشاهده می‌شود [۹].

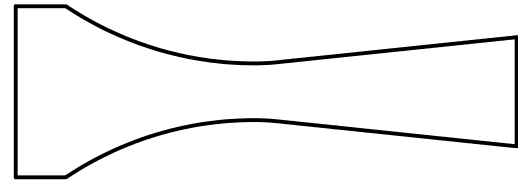
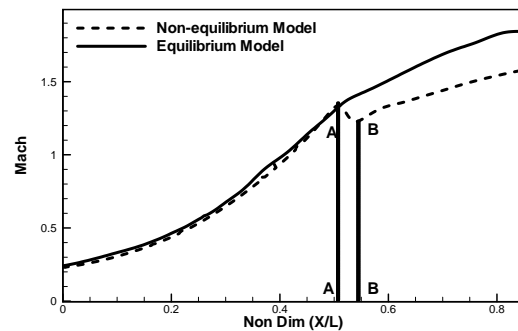


شکل (۲): تغییرات در انرژی آزاد گیبز هنگام تشکیل یک قطره در بخار $100^\circ C$ و مقادیر مختلف نسبت فوق اشباع

$$\left(\frac{P}{P_s}\right) [9]$$

در بخار فوق‌سرد که از تعادل ترمودینامیکی خارج شده است، نسبت فوق اشباع بزرگتر از ۱ می‌باشد؛ در این حالت اگر شعاع قطراتی که به صورت تصادفی و از برخورد مولکولها تشکیل شده‌اند از شعاع بحرانی، r^* ، متناظر با قله منحنی بیشتر باشد، قطره حاصله شروع به رشد می‌کند و بدین طریق سیستم با کاهش انرژی گیبز به سوی شرایط تعادلی میل

تلفات آیرودینامیکی ناشی از اثرات لزجت و شوکها در مقایسه با تلفات ترمودینامیکی حاصل از تشکیل قطرات بسیار بیشتر است. تیمورتاش [۵] به تحلیل اثر نرخ انبساط بخار بر تولید انتروپی جریان چگالشی درون یک نازل لاول پرداخت و نتیجه گرفت که با افزایش نرخ انبساط درصد رطوبت و انرژی اضافه می‌شود. جریان چگالشی دوبعدی بخار در گذرگاه پره‌های یک توربین با اعمال لزجت در حالت آرام توسط مهبلیکر [۶] و در حالت توربولانت توسط تیمورتاش [۷] مدل‌سازی گردید. آنها نشان دادند که چگونه تأثیر لزجت و توربولانسی می‌تواند موجب بهبود اندازه قطرات محاسباتی در مقایسه با مقادیر تجربی شود.



شکل (۱): توزیع ماخ برای جریان گذر صوتی بخار چگالشی و خشک در یک شیپوره همگرا-واگرا.

در تحقیق حاضر، جریان بخار مرطوب و لزج همراه با قطرات ورودی در گلوگاه یک شیپوره همگرا-واگرا، با استفاده از معادلات ناویراستوکس و روش تایم مارچینگ جیمسون مبتنی بر حجم کنترل، به صورت دوبعدی و با استفاده از مدل توربولانسی بالدوین-لوماکس شبیه‌سازی شده است. پس از بررسی اعتبار مدل تدوین شده با مقادیر تجربی موجود، تأثیر پاشش قطرات ورودی بر شدت و موقعیت چگالش ناگهانی به صورت تئوری مورد توجه قرار گرفته است.

$$L \frac{dm_r}{dt} = 4\pi r^2 \alpha_r (T_l - T_G). \quad (9)$$

گرماسی برای محاسبه دمای قطره بر حسب دمای بخار، شعاع قطره و درجه فوق سردی از تقریب زیر استفاده نموده است [۱۱]:

$$T_L = T_G + \left[1 - \frac{r^*}{r} \right] [T_s(p) - T_G]. \quad (10)$$

در تقریب فوق از تغییرات ضریب کشش سطحی و انتالپی تبخیر در بازه T_L تا T_G صرف نظر شده است. از ترکیب معادلات (۱۰-۹)، رابطه (۱۱) حاصل می شود. این معادله جهت محاسبات رشد قطره در ناحیه جوانه‌زایی به صورت زیر مورد استفاده قرار می گیرد [۱]:

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

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

$$\begin{aligned} a &= h_G - c(T_s(P) - T_D), \\ b &= (r^* + 1.59\bar{l}) \times \\ &\quad [h_G - c(T_s(P) - T_D) + C_L r^* (T_s(P) - T_D)], \\ c &= r^* (r^* + 1.59\bar{l}) h_G - c(T_G - T_D), \\ d &= \frac{\lambda}{\rho_L} (T_s(P) - T_G), \end{aligned} \quad (12)$$

که در آن، h_G ، انتالپی فاز بخار، C_L ، گرمای ویژه آب، $T_s(P)$ ، دمای اشباع در فشار مورد نظر، T_D ، دمای مرجع با مقدار آن $273.16 K$ ، \bar{l} ، مسیر پویس آزاد مولکولی، λ ، ضریب انتقال حرارت هدایتی و T_G ، دمای بخار می باشد [۱].

۴- معادلات جریان

در این مطالعه، تعقیب و بررسی قطرات آب به صورت لاگرانژی و تحلیل جریان بخار به صورت اویلری انجام شده‌اند.

۴-۱- معادلات حاکم بر جریان

معادلات بقاء جرم، ممنتوم و انرژی برای بخار لزج و جریان تراکم‌پذیر در مختصات کاتزین دوبعدی به صورت زیر می باشند:

می نماید. قطرات کوچکتر از قطرات بحرانی با از دست دادن مولکول‌ها تبخیر و مجددا کاهش گیبز را فراهم می نمایند. بر اساس مرجع [۹] شعاع بحرانی از رابطه زیر بدست می آید:

$$r^* = \frac{2\sigma_r}{\rho_L RT_G \text{Ln} \left(\frac{P}{P_s(T_G)} \right)}. \quad (2)$$

رابطه فوق که به معادله کلون هلمهلتز معروف است برای هر نسبت فوق اشباع، اندازه قطره‌ای که در تعادل شبه پایدار است را معلوم می کند. معادله جوانه‌زایی کلاسیک که بیان گر نرخ تولید قطرات با شعاع بحرانی بر واحد جرم بخار به واحد زمان می باشد به صورت زیر است [۱۰]:

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

بعدها تصحیحات مختلفی بر معادله جوانه‌زایی کلاسیک اعمال شد که از آن جمله می توان به تصحیحات کورتنی [۱۱] و کانترویتز [۱۲] اشاره کرد که به صورت زیر به کار رفته‌اند:

$$J_{Ka} = \frac{1}{1 + \phi} J_{st}, \quad (4)$$

که در آن:

$$\phi = \frac{q_c \rho_G}{\alpha_r} \left(\frac{RT_G}{2\pi} \right)^{0.5} \left(\frac{L^2}{RT_G^2} - \frac{L}{2T_G} \right). \quad (5)$$

در رابطه فوق، α_r ضریب انتقال حرارت و L گرمای نهان تبخیر به صورت زیر می باشد:

$$L = h_G - h_L. \quad (6)$$

یک رابطه تجربی برای α_r توسط گرماسی [۱۳] به صورت زیر داده شده است:

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{r(1 + 3.18K_n)}, \quad (7)$$

که در آن، λ ضریب هدایت و K_n عدد بدون بعد ندسن به صورت زیر می باشد [۴]:

$$K_n = \frac{1.88\mu_G}{2r\rho_G \sqrt{RT_G}}. \quad (8)$$

۳- رشد قطرات مایع در بخار فوق سرد

صرف نظر از اینرسی حرارتی قطره، بالانس انرژی در تشکیل قطره‌ای به شعاع r توسط رابطه زیر ارائه می شود [۴-۵]:

با معلوم بودن شرایط در ایستگاه BAE که قبلا به روز شده- اند، شرایط در نقطه Q قابل میانمایی بوده و زمان لازم برای رسیدن قطرات به نقطه D یعنی δt قابل محاسبه خواهد بود. توجه شود:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_1. \quad (17)$$

نحوه محاسبه و اعمال لزجت‌های مولکولی و توربولانسی در معادلات حاکم به صورت زیر تحقق یافته است.

۴-۲- لزجت مولکولی

لزجت مولکولی به استناد مرجع [۱۴] با استفاده از رابطه زیر محاسبه شده است:

$$\frac{\mu(\rho, T)}{\mu^*} = \psi(\delta, \theta) = \psi_0(\theta) \psi_1(\delta, \theta), \quad (18)$$

که در آن:

$$\delta = \frac{\rho}{\rho^*}, \quad \theta = \frac{T}{T^*}, \quad \mu^* = 1 \times 10^{-6} \text{ Pa s}. \quad (19)$$

تابع ψ در محاسبه لزجت از حاصل ضرب توابع ψ_0 ، ψ_1 بدست می‌آید. ψ_0 بیانگر لزجت در گاز ایده‌آل است، به طوری که:

$$\psi_0(\theta) = \theta^{0.5} \left[\sum_{i=1}^4 n_i^0 \theta^{1-i} \right]^{-1}. \quad (20)$$

در معادله بالا:

$$\theta = \frac{T}{T^*}, \quad T^* = T_c = 647.096 \text{ K}, \quad (21)$$

و مقدار n_i^0 به استناد مرجع مذکور از جدول ۱ به دست می‌آید.

جدول (۱): محاسبه ضرایب ψ_0 [۱۴].

i	n_i^0	i	n_i^0
1	0.167752×10^{-1}	3	0.6366564×10^{-2}
2	0.220462×10^{-1}	4	-0.241605×10^{-2}

ψ_1 به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\psi_1(\delta, \theta) = \exp \left[\delta \sum_{i=1}^{21} n_i (\delta - 1)^i (\theta^{-1} - 1)^i \right], \quad (22)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y},$$

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v \\ \rho u \\ \rho e_0 \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ P + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho u h_0 \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ P + \rho v^2 \\ \rho v h_0 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$R = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_x \\ \tau_{yx} \\ \sigma_x u + \tau_{xy} v + k \frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \sigma_y \\ \sigma_y v + \tau_{xy} u + k \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}.$$

در معادلات فوق، بردار W شامل متغیرهای بقایی، بردارهای F و G بیانگر شارهای غیرلزج، بردارهای R و S مبین اثرات لزجت بوده و h_0, e_0, k به ترتیب بر انرژی کل، آنتالپی کل و ضریب هدایت حرارتی بخار دلالت دارند. ضمناً $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}, \tau_{yx}$ ترم‌های تنش به صورت زیر می‌باشند:

$$\sigma_x = -\frac{2}{3} \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (14)$$

$$\sigma_y = -\frac{2}{3} \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y}, \quad (15)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right). \quad (16)$$

μ_{eff} مجموع لزجت مولکولی و لزجت توربولانسی می‌باشد. به طوری 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 می‌باشند، شامل حال قسمت دوفازی نیز می‌شوند. بنابراین، با توجه به شکل ۴ مراحل به روزکردن 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 کاملاً متفاوت می‌باشد، چراکه این محاسبات در شرایط دوفازی با کسر رطوبت، w ، درگیر بوده و به حل معادلات رشد قطره و تعیین میزان رطوبت نیازمند می‌باشند. خاطر نشان می‌سازد، محاسبات مربوط به رشد قطرات بر دیدگاه لاگرانژ متکی بوده [۲] و می‌بایست 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

که در آن:

$$\delta = \frac{\rho}{\rho^*}, \quad \rho^* = \rho_c = 322 \text{ kg m}^{-3}, \quad (23)$$

$$\theta = \frac{T^*}{T}, \quad T^* = T_c = 647.096 \text{ K}.$$

ضرایب معادله ψ_1 مطابق مرجع یاد شده از جدول ۲ بدست می‌آید.

جدول (۲): محاسبه ضرایب ψ_1 [۱۴].

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	0	0	0.520 094	12	2	2	-0.772 479
2	0	1	$0.850 895 \times 10^{-1}$	13	2	3	-0.489 837
3	0	2	$-0.108 374 \times 10^1$	14	2	4	-0.257 040
4	0	3	-0.289 555	15	3	0	0.161 913
5	1	0	0.222 531	16	3	1	0.257 399
6	1	1	0.999 115	17	4	0	$-0.325 372 \times 10^{-1}$
7	1	2	$0.188 797 \times 10^1$	18	4	3	$0.698 452 \times 10^{-1}$
8	1	3	$0.126 613 \times 10^1$	19	5	4	$0.872 102 \times 10^{-2}$
9	1	5	0.120 573	20	6	3	$-0.435 673 \times 10^{-2}$
10	2	0	-0.281 378	21	6	5	$-0.593 264 \times 10^{-3}$
11	2	1	-0.906 851				

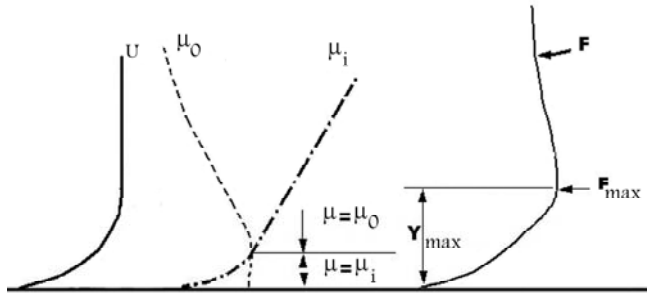
۴-۳- لزجت توربولانسی با استفاده از مدل بالدوین-لوماکس

لوماکس

برای انجام هر گونه محاسبات در جریان توربولانت با توجه به ترم‌های تنش در معادلات حاکم، تخمین مقادیر لزجت توربولانس ضروری می‌باشد. برای نیل به این هدف، مدل جبری بالدوین-لوماکس [۱۵] مورد استفاده قرار گرفته است. مدل مذکور ساده بوده و بنا بر این محاسبات پیچیده جریان چگالشی را به مخاطره نیفکنده و نیز ضمن برآورده ساختن خواسته‌های مورد نظر، در زمان انجام محاسبات صرفه‌جویی به عمل آمده است. این مدل جبری، دو لایه‌ای است [۱۶]؛ به طوری که، لایه مرزی را به دو ناحیه داخلی و خارجی تقسیم می‌کند. مقدار لزجت توربولانسی برای هر نقطه برابر کمینه لزجت داخلی و لزجت خارجی به صورت زیر می‌باشد:

$$\mu_t = \min(\mu_i, \mu_o), \quad (24)$$

که در آن، μ_i لزجت توربولانسی در لایه داخلی و μ_o لزجت توربولانسی در لایه خارجی است (شکل ۳).



شکل (۳): شماتیک لزجت توربولانس داخلی و خارجی [۱۵].

لزجت توربولانس در لایه داخلی که نزدیک به سطح می‌باشد، به استناد مرجع فوق به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\mu_i = \rho(KYD)^2 |\omega|, \quad (25)$$

که در آن، ρ دانسیته، $K=0.4$ (ثابت فون کارمن)، Y فاصله عمودی از دیواره و D میرایی ون دریست می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D = 1 - \exp\left(\frac{-Y^+}{26}\right), \quad (26)$$

$$Y^+ = Y \sqrt{\frac{\rho_w |\tau_w|}{\mu_w}}, \quad (27)$$

که در آن، τ_w تنش برشی دیواره، μ_w لزجت آرام در دیواره و ω ورتیسیته می‌باشد. لزجت توربولانسی در لایه خارجی به صورت زیر لحاظ شده است:

$$\mu_o = \rho k C_{cp} F_{wake} F_{kleb}, \quad (28)$$

که در آن $k=0.0168$, $C_{cp}=1.6$ و:

$$F_{kleb} = \left(1 + 5.5 \left(C_{kleb} \frac{Y}{Y_{max}}\right)^6\right)^{-1}. \quad (29)$$

در معادله بالا، $C_{kleb}=0.3$ و:

$$F_{wake} = \min\left(Y_{max} F_{max}, C_{wk} Y_{max} \frac{U_{diff}^2}{F_{max}}\right), \quad (30)$$

که در آن، $C_{wk}=0.25$ و F_{max} حداکثر مقدار تابع F می‌باشد که بصورت زیر تعریف شده است:

$$F(Y) = Y |\omega| D. \quad (31)$$

جداگانه اما موازی به کار گرفته می‌شوند. ادغام کردن صحیح این محاسبات حائز اهمیت است. برای این منظور، کسر رطوبت (معادله ۳۳) که از طریق حل معادلات جوانه‌زایی و رشد قطرات حاصل می‌شود، در محاسبه انتالپی و دانسیته مخلوط به صورت زیر کمک گرفته می‌شود [۶]:

$$h = wh_L + (1-w)h_G, \quad (34)$$

و

$$\frac{1}{\rho} = \frac{w}{\rho_L} + \frac{(1-w)}{\rho_G}. \quad (35)$$

لازم به ذکر است که کسر رطوبت عملاً در هر نقطه از میدان محاسباتی توسط شعاع متوسط 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 [۱۷] استخراج شده است.

$$v_L = \frac{v_C + a(T_C - T_S)^{1/3} + b(T_C - T_S) + c(T_C - T_S)^4}{1 + d(T_C - T_S)^{1/3} + e(T_C - T_S)}, \quad (36)$$

به طوری که (v_C) حجم مخصوص آب در نقطه بحرانی و معادل $3.1975 \text{ cm}^3/\text{g}$ ، (T_C) دمای بحرانی معادل 647.27°K می‌باشد و نیز:

$$\begin{aligned} a &= -0.3151548, & b &= -1.203374 \times 10^{(-5)}, \\ c &= 7.48908 \times 10^{(-13)}, & d &= 0.1342489, \\ e &= -3.946263 \times 10^{(-3)}, & & \text{In SI Units.} \end{aligned}$$

ضمناً، انتالپی مخصوص آب در دمای قطره (T_L) از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$h_L = c_L(T_L - T_D). \quad (37)$$

در این عبارت، T_D دمای مبنا و برابر با 273.15°K می‌باشد. بالاخره، از تلفیق قوانین اول و دوم ترمودینامیک و با استفاده از روابط ماکسل می‌توان نشان داد که:

$$\left(\frac{\partial h_G}{\partial P_G} \right) = v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G} \right)_P, \quad (38)$$

Y_{\max} مطابق شکل ۳، در محلی است که $F(Y)$ ماکزیمم می‌شود و U_{diff} نیز به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$U_{diff} = \sqrt{u^2 + v_{\max}^2} - \sqrt{u^2 + v_{\min}^2}. \quad (32)$$

که در آن، u ، سرعت در جهت محور افقی، v_{\max} ، و v_{\min} ، حداکثر و حداقل سرعت در جهت محور عمودی می‌باشد.

۵- تلفیق معادلات بقاء و ترمهای رطوبت

لازم به ذکر است که در جریان چگالشی کسر رطوبت، w ، از تقسیم جرم مایع به جرم کل بدست می‌آید که به صورت زیر تعریف شده است:

$$w = \frac{M_L}{M_L + M_G}. \quad (33)$$

در رابطه فوق، پانویس G و L به ترتیب به فاز بخار و مایع دلالت دارند. برای تجزیه تحلیل این نوع جریانها نحوه عمل بر این شیوه استوار است که بخار مرطوب به صورت مجموعه‌ای از قطرات مایع کروی که با اندازه‌های معلوم درون بخار تحت فشار و دمایی مشخص پراکنده شده‌اند، تصور می‌گردد و نیز از آن جهت که اندازه جوانه‌ها و قطرات تشکیل شده بسیار کوچک است، معمولاً فرض می‌شود که این قطرات خط مسیر را بدون لغزش طی می‌نمایند. به عنوان یک اصل، کل سیستم می‌بایست از قوانین بقاء تبعیت نماید، اما به منظور اعمال قوانین یاد شده بر جریان بخار مرطوب می‌بایست آنها را با معادلات (۴ و ۱۰) که حاکم بر تشکیل جوانه‌ها و رشد قطرات می‌باشند، تلفیق و به طور همزمان حل نمود. در روند یاد شده بذل توجه به تفاوت این دو دسته معادلات حائز اهمیت است، چرا که روابط حاکم بر تشکیل و رشد قطرات در مقایسه با معادلات دیگر نسبت به تغییرات و شرایط فیزیکی حاکم حساس‌تر بوده و از این رو، می‌بایست روی فواصل کوتاه‌تر انتگرال‌گیری شوند. افزون بر این، معادلات رشد قطره اصولاً بر مبنای دیدگاه لاگرانژ شکل گرفته‌اند و لذا هر گونه تغییر تحول در قطرات می‌بایست در امتداد خطوط جریان تصور شود که این خطوط همیشه بر خطوط شبکه محاسباتی منطبق نمی‌باشند. بنابر دلایل فوق، دو رشته محاسبات

۶-۱- جریان خشک

و یا:

$$h_G = \int \left[v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G} \right) \right] dp + F_h(T_G). \quad (39)$$

با استفاده از معادله حالت، عبارت نهایی برای انتالپی بخار خشک به شکل زیر در می‌آید:

$$h_G = \frac{RT_G}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4PB}{RT_G}} - 1 \right) \left(1 - \frac{T_G}{B} \frac{dB}{dT_G} \right) + F_h(T_G). \quad (40)$$

می‌توان نشان داد که:

$$F_h(T_G) = a \ln T_G + b T_G + c T_G^2 - d T_G^3 + e T_G^4 - f T_G^5 + Const., \quad (41)$$

به طوری که:

$$\begin{aligned} a &= 46, & b &= 1.47276, \\ c &= 0.419465 \times 10^{-3}, & d &= 7.33297 \times 10^{-8}, \\ e &= 6.16548 \times 10^{-11}, & f &= 1.94063 \times 10^{-14}, \\ Const. &= 1782.24, & & \text{In SI Units.} \end{aligned}$$

مجموعه معادلات فوق برای تشریح میدان جریان کافی هستند [۳].

۶- روش عددی

برای شیپوره ارائه شده در این مقاله شبکه‌بندی نوع H انتخاب شده و با انتخاب این شبکه ساده حجم محاسبات کمتر و از پیچیدگی محاسبات تا حدی اجتناب می‌شود [۲-۴].

معادلات حاکم با روش تایم‌مارچینگ جیمسون حل شده‌اند. برای محاسبه نمو متغیرها در نقاط محاسباتی، سیستم معادلات ۱۳، به طور جداگانه برای هر المان به کار رفته است. پس از حل جریان، متغیرهای بقایی $(\rho, \rho u, \rho v, \rho e_0)$ حاصل شده‌اند. مقدار صحیح فشار در جریان بخار مرطوب باید با استفاده از حل معادلات فاز مایع در هر گام محاسباتی حاصل شود. چگونگی حل معادلات حاکم بر فاز مایع، بستگی به وضعیت جریان دارد که عبارتند از شرایط خشک، جوانه زایی و مرطوب که ممکن است در جریان بخار اتفاق بیفتد. روش حل برای هریک از این سه حالت به شرح زیر اتخاذ شده است:

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

$$e = h_G - \frac{P}{\rho_G}. \quad (42)$$

در حل عددی، دانسیته و انرژی داخلی کل از حل معادلات بقاء به دست می‌آیند، در نتیجه با استفاده از سرعتها داریم:

$$e = e_0 - \frac{u^2 + v^2}{2}. \quad (43)$$

در اجرای برنامه، ابتدا یک مقدار برای دمای بخار (T_G) حدس زده می‌شود. با استفاده از معادله حالت، فشار بدست می‌آید. از این مقادیر فشار و دمای بخار (T_G, P) برای محاسبه انتالپی (رابطه ۴۰) استفاده می‌شود. از انتالپی برای محاسبه انرژی داخلی با استفاده از رابطه (۴۲) استفاده می‌شود. اگر این مقدار با نتیجه حاصل از رابطه (۴۳) مساوی نباشد، مقدار T_G به روش نیوتن-رافسون اصلاح می‌گردد. برای این منظور تابع خطا به صورت زیر در نظر گرفته شده است [۶-۷]:

$$F(T_G) = \left(e_0 - \frac{u^2 + v^2}{2} \right) - \left(h_G - \frac{P}{\rho_G} \right). \quad (44)$$

و از این رو، تصحیح دما به صورت زیر میسر می‌شود [۶-۷]:

$$\Delta T_G = \frac{-F(T_G)}{dF(T_G)/dT_G}. \quad (45)$$

بنابراین داریم:

$$T_{G(new)} = T_{G(old)} + \Delta T_G. \quad (46)$$

دقت لازم وقتی حاصل می‌شود که $|\Delta T_G/T_G| \leq \mathcal{E}$ آید که \mathcal{E} پارامتر همگرایی معادل 10^{-4} اختیار شده است. سپس مقادیر جدید فشار و دمای بخار محاسبه می‌شود. به محض معلوم شدن مقادیر نهایی فشار، P ، دمای بخار، T_G و نیز انتالپی h_G ، نرخ جوانه‌زایی محاسبه و با حداقل مقدار ممکنه که می‌توان هنوز جریان را تک‌فاز تصور نمود، مقایسه می‌شود. در این تحقیق $J_{min} = 10^{18} \text{ Nuclei/kg.sec}$ منظور شده است [۳].

$$F_1 = e_D - e'_D = \left[(1-w)h_G + wh_L - \frac{P}{\rho} \right] - e'_D, \quad (48)$$

$$F_2 = \frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho'_D} = \left[(1-w)v_G + wv_L \right]_D - \frac{1}{\rho'_D},$$

$$F_3 = r_D - r'_D.$$

تغییر لازم در مقادیر دماهای حدسی یعنی $\Delta T_G, \Delta T_L, \Delta T_s(P)$ به کمک روش نیوتن رافسون و از طریق توابع یاد شده صورت گرفته است. در این ارتباط مشتقهای جزئی لازم نظیر $\frac{\partial F_1}{\partial T_G}, \frac{\partial F_1}{\partial T_L}, \frac{\partial F_1}{\partial T_s(P)}$ که در فرآیند تکرار نیوتن رافسون به کار می‌آیند، به صورت تحلیلی محاسبه شده‌اند.

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 فرآیند تکرار برای هریک جداگانه انجام گیرد. در این صورت توزیع دانسیته و انرژی داخلی در امتداد مسیر QD خطی فرض شده و گاه تا هشت زیر فاصله منظور 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.

۳-۶- جریان مرطوب

نقطه شروع و خاتمه ناحیه جوانه‌زایی توسط نرخ جوانه‌زایی موثر J_{min} مشخص می‌شود. بنابراین هنگامی که نرخ جوانه‌زایی از مقدار بیشینه عبور و سپس به حداقل مقدار تعریف شده نزول نماید، ناحیه مرطوب آغاز می‌گردد. در این ناحیه نرخ جوانه‌زایی ناچیز می‌باشد و چگالش فقط با رشد قطره انجام می‌شود. از آنجا که در ناحیه مرطوب شعاع قطرات از اندازه بحرانی بزرگتر می‌باشند، جهت محاسبه شعاع قطرات از معادله (۴۹) استفاده شده است [۱۸].

$$r = -1.59\bar{t} + \sqrt{(1.59\bar{t})^2 + r_1(r_1 + 2(1.59\bar{t})) + 2\lambda \left(\frac{T_L - T_G}{h_G - h_L} \right) \bar{t}}. \quad (49)$$

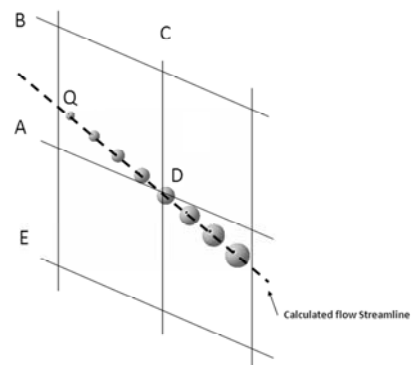
در روابط فوق، r_1 شعاع اولیه در بازه زمانی \bar{t} می‌باشد.

۲-۶- جریان جوانه‌زایی

اگر، شعاع قطرات، r_Q و تعداد قطرات در واحد جرم، N_Q در نقطه Q به عنوان شرایط شروع در محاسبه نرخ رشد قطرات در امتداد QD پذیرفته می‌شوند، داریم:

$$\delta t = \frac{\Delta X_E}{((u_Q + u_P)/2)}. \quad (47)$$

مقادیر یاد شده اگر در مرحله شروع شدن دوفازی باشند، از رابطه شعاع بحرانی قطرات جوانه زده شده و نیز نرخ تولید جوانه‌ها محاسبه می‌گردند. در غیر این صورت از روابط رشد و ایجاد قطرات در مراحل قبلی به دست 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 می‌شود. بدین ترتیب خواص سیال نظیر ρ_L, ρ_G, h_G و نیز تخمین شعاع قطره از تقریب گارماسی (معادله ۱۰) میسر می‌شود. پس از آن فرآیند حل برای محاسبه رشد قطره به طور رسمی و توسط انتگرال‌گیری صورت می‌گیرد. چنانچه در انتهای مرحله انتگرال‌گیری از معادله رشد قطره، ترم رطوبت و مقادیر تخمینی اولیه برای نقطه D ارضاء نشوند، حدس جدیدی برای دماهای سه گانه در نظر گرفته شده و فرآیند تکرار می‌گردد [۳].



شکل (۴): جزئیات خط جریان محاسبه شده.

در عمل مقادیر انرژی، دانسیته و شعاع قطره ناشی از اعمال معادلات بقاء و فرآیند گام زنی زمانی یعنی e'_D, ρ'_D, r'_D با مقادیر تخمینی براساس دماهای فرضی مقایسه گردیده و اختلاف آنها به صورت توابع F_1, F_2, F_3 زیر بیان می‌گردند:

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 [۱۸]:

$$R_{error} = \frac{1}{N_{node}} \left[\sqrt{\sum_{ij} (\delta \rho_{ij}^2)} \right]. \quad (53)$$

در این معیار N_{node} بیانگر کل نقاط محاسباتی و $\delta \rho$ تغییر دانسیته در دو گام متوالی می‌باشد. با این روش شرط همگرایی به صورت زیر منظور شده است:

$$R_{error} \leq 1 \times 10^{-4}. \quad (54)$$

به تجربه معلوم گردید که در اکثر حالات، ارضاء همگرایی به روش بالا پس از تحقق یافتن رابطه (۵۲) حاصل می‌شود. لذا معیار اخیر به عنوان شاخص نهایی انتخاب شده است.

۹- بررسی نتایج عددی

جهت احراز اعتبار نتایج حاصل از حل عددی حاضر از نتایج تجربی موجود برای دو شیپوره به شرح زیر استفاده شده است:

الف) شیپوره C منسوب به مور و همکارانش [۲۰] که داده‌های تجربی نسبت فشار در امتداد محور و اندازه قطرات در خروجی آن منتشر شده است و

ب) شیپوره C منسوب به یانگ [۲۱] که فقط داده‌های تجربی مربوط به نسبت فشار در امتداد محور طولی شیپوره برای آن انتشار یافته است.

۹-۱- شیپوره همگرا-واگرای مور

شرایط آزمایش برای شیپوره C منسوب به مور در جدول ۳ ثبت شده‌اند؛ همچنین به علت حل لزج جریان بعد از هر گام زمانی سرعتها بر روی سطوح صفر می‌شوند. هندسه شیپوره و شبکه بندی مربوطه در شکل ۵ ارائه شده است. نتایج محاسباتی شعاع قطره در انتهای شیپوره حاصل از چهار شبکه محاسباتی در جدول ۴ ارائه شده است. شعاع حاصله در شبکه (31×220) به مقدار شعاع تجربی نزدیک‌تر می‌شود. با درشت کردن شبکه (17×110) و (7×55) دقت محاسبات کاهش یافته است و با ریز کردن شبکه به مقدار (41×320)

از آنجا که در این ناحیه قطره جدیدی بوجود نمی‌آید، بنابراین، به فرآیند متوسط گیری جهت اندازه قطرات نیازی نیست. در هر حال روند کلی محاسبات همانند چیزی است که برای ناحیه جوانه زایی توصیف گردید. در این حالت خطاهای F_1, F_2 مطابق قبل تعریف شده، اما نحوه بررسی خطا در مورد شعاع کمی تغییر یافته است. ابتدا شعاع قطره r'_E با استفاده از رابطه (۴۹) محاسبه شده و با استفاده از فرمول گارمسی (۱۰)، دمای قطره، T'_{LE} بدست می‌آید. دمای مذکور با مقدار حدسی، T_{LE} مقایسه و از این رو خطای F_3 به صورت زیر در نظر گرفته شده است [۱۸]:

$$F_3 = T_{LE} - T'_{LE}. \quad (50)$$

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

۷- پایداری حل

به طور کلی، برای بقاء پایداری در طرحهای صریح، بیشترین گام زمانی توسط شرط کورانت (CFL) [۱۹] تعیین می‌شود، به طوری که:

$$\Delta t = FT.CFL. \frac{\Delta x}{(|V| + a)}, \quad (51)$$

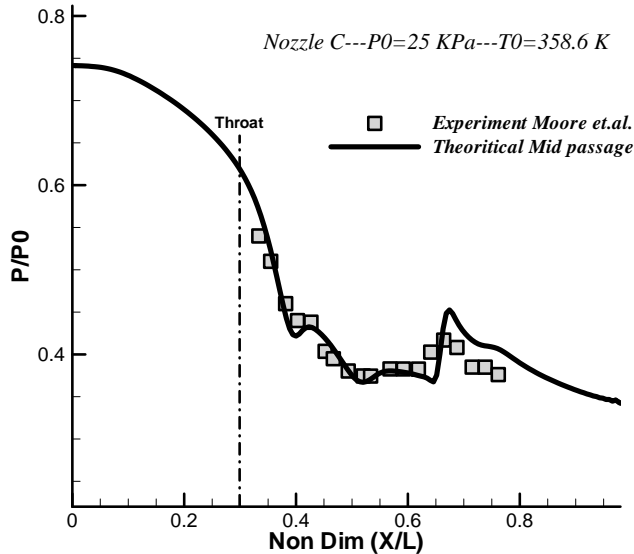
که در آن، FT فاکتور زمانی، CFL عدد کورانت، Δx گام مکانی، $|V|$ اندازه سرعت و a سرعت صوت می‌باشد. برای روش استاندارد رانج کوتای چهار مرحله‌ای جیمسون، $CFL = 2\sqrt{2}$ گزارش شده است [۱۹]، در روش تدوین شده، بدون اعمال روشهای تسریع در همگرایی انتخاب فاکتور زمانی FT تا 0.4 هیچ مشکلی در پایداری حل ایجاد نمی‌نماید.

۸- همگرایی حل

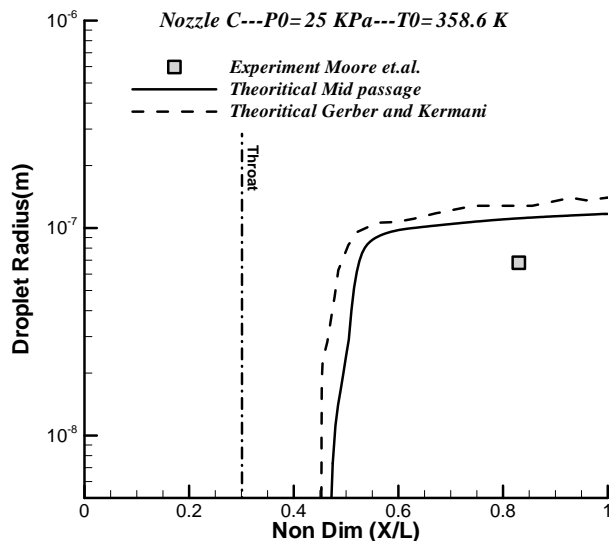
در تحقیق حاضر، ابتدا تغییر در مقدار سرعت محوری به عنوان معیار همگرایی در نظر گرفته شد، و بر این اساس شرط همگرایی به صورت زیر منظور گردید:

$$\left| \frac{\delta u}{u} \right|_{\max} \leq 0.01\% . \quad (52)$$

[۴] نیز چنین اختلافی بین نتایج تجربی و تحلیلی را گزارش کرده‌اند.



شکل (۶): توزیع فشار تئوری در طول شیپوره C منسوب به مور برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بر مبنای مدل بالدوین لوماکس (تحقیق حاضر) در مقایسه با مقادیر تجربی مور [۲۰].



شکل (۷): مقایسه شعاع قطره روی خط میانی در انتهای شیپوره حاصل از محاسبات لرج توربولانت بر مبنای مدل بالدوین-لوماکس (تحقیق حاضر) با محاسبات تئوری گربر-کرمانی [۴] و نیز مقدار تجربی مور [۲۰].

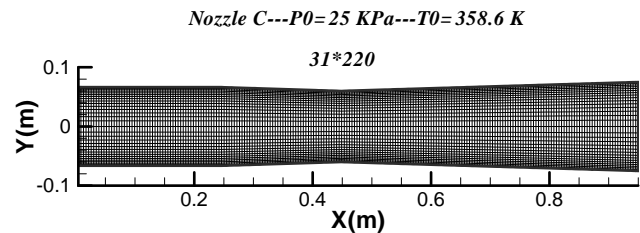
تغییر محسوسی در شعاع قطره ایجاد نشده، در حالی که زمان حل به شدت افزایش یافته است.

جدول (۳): فشار و دمای ورودی در شیپوره C در آزمایشات منسوب به مور و همکاران [۲۰].

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

جدول (۴): تاثیر اندازه شبکه بندی بر شعاع محاسباتی قطره در انتهای نازل.

تعداد شبکه	7×55	17×110	31×220	41×320
شعاع قطره (m)	1.31×10^{-7}	1.27×10^{-7}	1.11×10^{-7}	1.12×10^{-7}



شکل (۵): هندسه و شبکه بندی شیپوره C منسوب به مور و همکاران [۲۰]

در شکل ۶ تغییرات نسبت فشار (P/P_{0in}) در خط مرکزی شیپوره مور حاصل از تحقیق حاضر با داده های تجربی اخذ شده از مرجع [۲۰] مقایسه شده است که انطباق خوبی را نشان می دهد.

در شکل ۷ شعاع قطرات حاصله، در انتهای خط مرکزی این شیپوره بر اساس روش ارائه شده با نتایج تئوری گربر-کرمانی [۴] و نیز داده های تجربی مور [۲۰] مقایسه شده است. همان گونه که ملاحظه می شود اختلاف اندکی بین نتایج محاسباتی و تجربی وجود دارد که با توجه به کوچکی شعاع قطرات، علت اختلاف را می توان به عدم قطعیت در اندازه گیری آزمایشگاهی، خطای فرمولی و محاسباتی نسبت داد و در این خصوص دیگر محققان از جمله گربر و کرمانی

۲-۹- شیبوره همگرا-واگرای یانگ

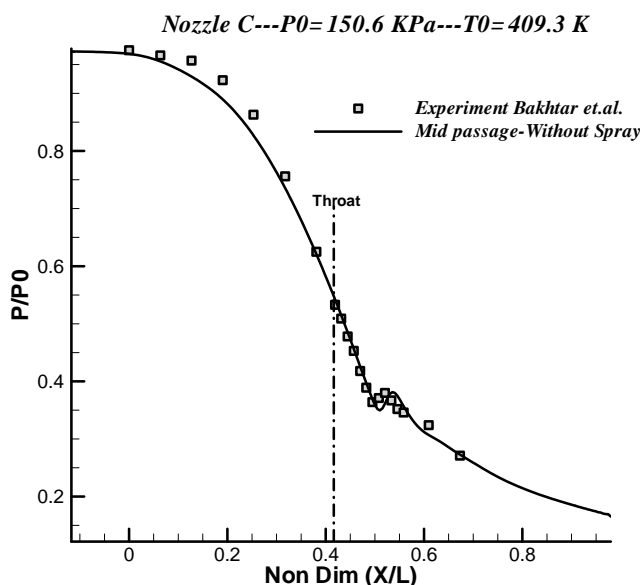
شرایط آزمایش برای شیبوره C منسوب به یانگ [۲۱] در جدول ۵ ثبت شده‌اند. همچنین به علت حل لزج جریان بعد از هر گام زمانی سرعتها بر روی سطوح صفر می‌شوند. هندسه و شبکه بندی مربوطه نیز در شکل ۸ مشخص شده است.

جدول (۵): فشار و دمای ورودی در شیبوره C در آزمایشات

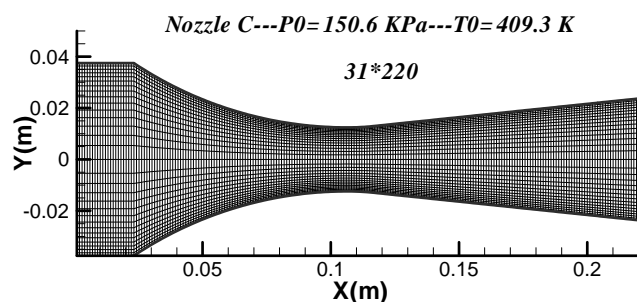
منسوب منسوب به یانگ [۲۱].

$P_{0in} = 150.6 \text{ Kpa}$
$T_{0in} = 409.3 \text{ K}$
$P_{OUT} = 22.5 \text{ Kpa}$

در شکل ۹ توزیع فشار برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بر مبنای مدل بالدوین لوماکس (تحقیق حاضر) در حالت بدون پاشش قطرات با نتایج تجربی مقایسه شده است که انطباق خوبی را نشان می‌دهد.



شکل (۹): مقایسه توزیع فشار تئوری برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بر مبنای مدل بالدوین لوماکس (تحقیق حاضر) در حالت بدون پاشش با نتایج تجربی [۲۱].

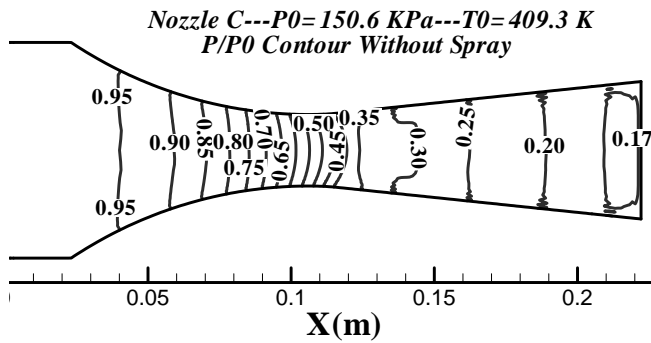


شکل (۸): هندسه و شبکه‌بندی شیبوره C منسوب به یانگ [۲۱].

در صد رطوبت نیز کمیتی دلخواه می‌باشد که با معلوم بودن اندازه قطرات مبین تعداد قطرات پاشش شده خواهد بود؛ در این تحقیق دو مقدار مختلف برای میزان رطوبت در پاشش ($w = 1\%$, $w = 0.1\%$) لحاظ شده است؛ بازاء رطوبت $w = 0.1\%$ سطح لازم توسط قطرات برای چگالش سطحی بخار حاصل نشده، اما برای $w = 1\%$ به علت ایجاد شدن سطح لازمه و کافی نتایج مطلوبی عاید گردیده است که در شکل ۱۰ اثر آن بر تضعیف شوک چگالش مشهود می‌باشد.

۳-۹- حل بر اساس پاشش قطرات در شیبوره یانگ

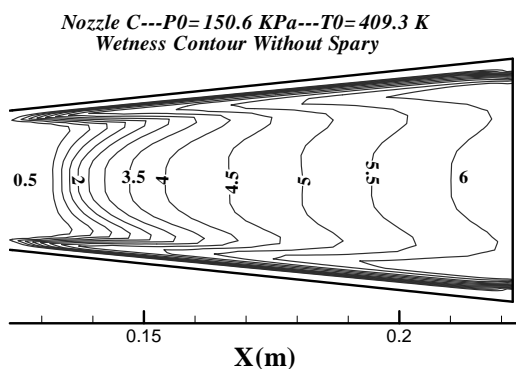
محل پاشش در این محاسبات گلوگاه شیبوره ($\frac{x}{L} = 0.4$) منظور شده است. در مورد اندازه قطرات پاششی باید به نکته-ای توجه داشت که با مراجعه به شکل ۲ قابل تشریح است؛ شکل مذکور اندازه شعاع بحرانی قطرات را در نسبت‌های فوق اشباع مختلف نمایش می‌دهد، واضح است که در هر نسبت فوق اشباع، قطرات کوچکتر از اندازه بحرانی به جهت کاهش گیبز و سوق دادن سیستم به حالت پایدارتر تبخیر شده و از بین می‌روند؛ در این خصوص تنها قطراتی می‌توانند ابقاء



شکل (۱۲): کانتورهای نسبت فشار P/P_0 حاصل از تحقیق حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بدون پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس .

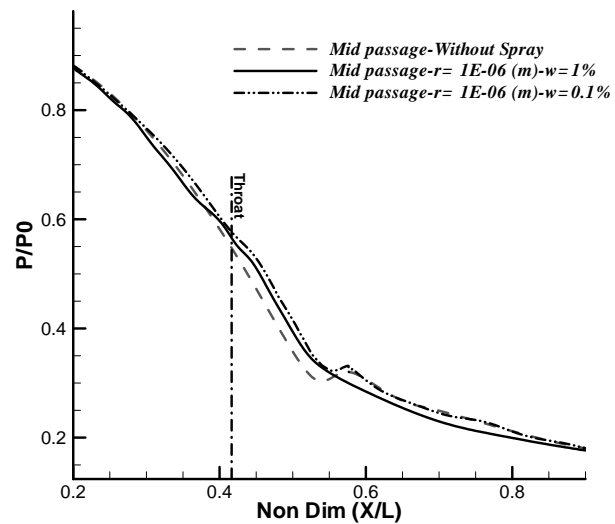
در شکل ۱۲ کانتورهای نسبت فشار در جریان بخار بدون پاشش قطرات نشان داده شده‌اند. توزیع درصد رطوبت در جریان بدون پاشش قطرات در شکل ۱۳ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، قبل از جوانه‌زایی جریان کاملاً خشک می‌باشد. اما بعد از جوانه‌زایی میزان رطوبت به شدت تا ۳/۵ درصد افزایش یافته و پس از آن در اثر رشد قطرات با آهنگ کمتری افزوده شده است.

شکل ۱۴ کانتورهای ماخ ناشی از حل عددی حاضر را در شیپوره منسوب به یانگ همراه با پاشش قطرات نشان می‌دهد. با مقایسه شکل‌های ۱۱-۱۴ مشخص است که موقعیت گلوگاه در جریان بدون پاشش و همراه با پاشش تغییر محسوسی نداشته و در $X=0.105\text{ m}$ واقع شده است.



شکل (۱۳): کانتورهای میزان رطوبت حاصل از تحقیق حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بدون پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس .

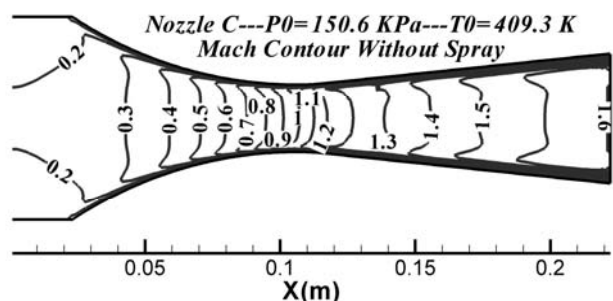
Nozzle C---P0=150.6 KPa---T0=409.3 K



شکل (۱۰): مقایسه توزیع فشار تئوری برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بر مبنای مدل بالدوین لوماکس در حالت بدون پاشش و دو حالت پاششی با $w=0.1\%$ و $w=1\%$ ناشی از تحقیق حاضر.

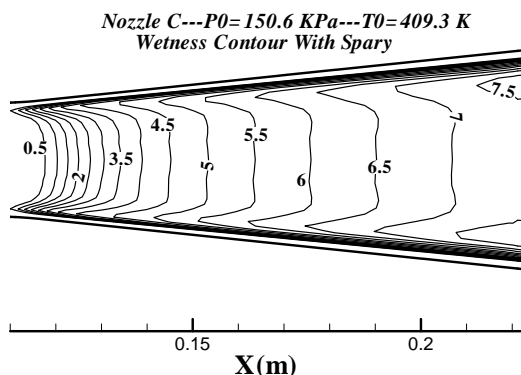
در نتیجه، تغییرات فشار در جریان پاششی با $w=1\%$ نسبت به حالت بدون پاشش هموار و مطلوب‌تر است. در ادامه، بررسی نتایج برای حالت مذکور خواهد بود.

شکل ۱۱ کانتورهای ماخ ناشی از تحقیق حاضر را در حالت بدون پاشش قطرات در شیپوره منسوب به یانگ نشان می‌دهد. با حرکت در امتداد جریان، عدد ماخ افزایش یافته و در گلوگاه به مقدار یک رسیده، سپس جریان مافوق صوت شده است.



شکل (۱۱): کانتورهای ماخ حاصل از تحقیق حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار بدون پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس .

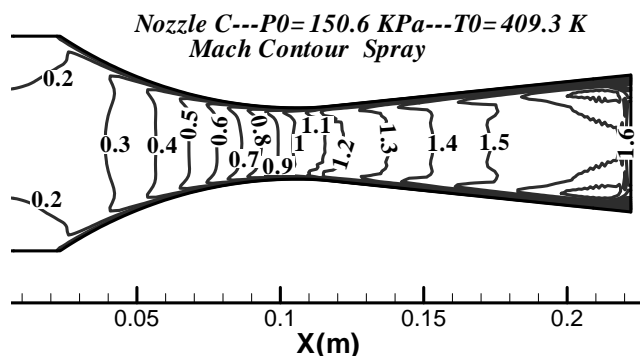
بدون پاشش ($w=6\%$) می‌باشد. در حالت پاششی شروع رشد قطرات $X=0.105\text{ m}$ می‌باشد؛ در حالی که در حالت بدون پاشش، رشد قطرات از $X=0.12\text{ m}$ آغاز شده است، بنابراین قطرات در حالت پاششی فرصت بیشتری برای رشد کردن دارند.



شکل (۱۶): کانتورهای میزان رطوبت حاصل از حل عددی حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار همراه با پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس.

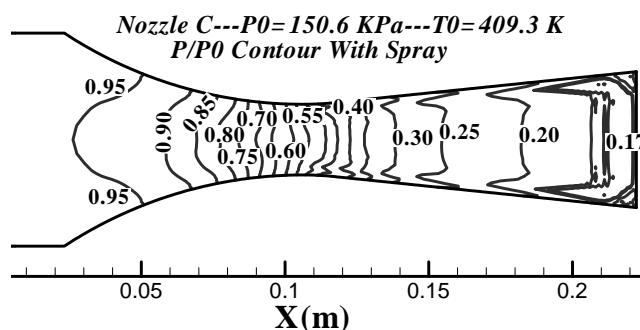
۱۰- نتیجه‌گیری

در این تحقیق جریان لزج و چگالشی بخار با استفاده از مدل توربولانسی بالدوین لوماکس مدل‌سازی عددی شده است. ابتدا توزیع فشار در امتداد محور طولی شیبوره و نیز شعاع قطرات در انتهای شیبوره با داده‌های تجربی مقایسه شده که انطباق مطلوبی بین نتایج عددی و داده‌های تجربی حاصل شده است. پس از احراز اعتبار روش عددی، اقدام به پاشش قطرات در گلوگاه شیبوره به صورت تئوری شده است. با توجه به نتایج حل مشخص است که با ورود تعداد معینی قطرات آب به جریان ورودی بخار به علت ایجاد سطح کافی برای عمل چگالش می‌توان چگالش ناگهانی و اثرات نامطلوب آن از جمله تلفات آیرودینامیکی و ترمودینامیکی را تضعیف نمود. مدل موجود از جنبه‌های مختلف قابلیت پیش‌بینی جریان لزج و چگالشی را دارا می‌باشد و می‌توان آن را ابزاری مفید برای طراحی صحیح و نیز تحلیل شیبوره‌ها به جهت اجتناب از تلفات آیرودینامیکی و ترمودینامیکی ناشی از چگالش ناگهانی به حساب آورد.



شکل (۱۴): کانتورهای ماخ حاصل از تحقیق حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار همراه با پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس.

همچنین، در شکل ۱۵ کانتورهای نسبت فشار در جریان توربولانت و چگالشی همراه با پاشش قطرات بر مبنای مدل بالدوین لوماکس نیز نشان داده شده‌اند. با مقایسه کانتورهای شکل‌های ۱۲-۱۵ مشخص است که در محل وقوع چگالش ناگهانی ($X=0.12\text{ m}$)، نسبت فشار در حالت پاششی ($P/P_0=0.4$) کمتر از نسبت فشار در حالت بدون پاشش ($P/P_0=0.45$) می‌باشد. این کاهش به دلیل تضعیف شدن چگالش ناگهانی با استفاده از پاشش قطرات است.



شکل (۱۵): کانتورهای نسبت فشار P/P_0 حاصل از تحقیق حاضر برای جریان توربولانت و چگالشی بخار همراه با پاشش بر مبنای مدل بالدوین لوماکس.

توزیع درصد رطوبت در جریان پاششی در شکل ۱۶ نشان داده شده است. با مقایسه کانتورهای شکل‌های ۱۳ و ۱۶ مشخص است که در انتهای شیبوره، میزان رطوبت در حالت پاششی ($w=7.5\%$) بوده که بیشتر از میزان رطوبت در حالت

11. Courtney, W.G. "Remarks on Homogeneous Nucleation", *J. Chem. Phys.*, Vol. 35, No. 117, pp. 2249-2256, 1961.
12. Kantrowitz, A. "Nucleation in Very Rapid Vapor Expansion", *F. Chem. Phys.*, Vol. 19, pp. 1097-1115, 1951.
13. Gyarmathy, G. "Bases for a Theory for Wet Steam Turbines", *Bull. No. 6*, Institute for thermal Turbomachines, Federal Technical, Univ. Zurich, Switzerland, 1964.
14. Wagner, W. and Kretzschmar, H.J. "International Steam Tables", 2nd Ed., Springer, Bochum, Germany, 2008.
15. Baldwin, B.S. and Lomax, H. "Thin-layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", *AIAA Paper*, 78-257, 1978.
16. Rodi, W. "Simulation of Turbulence in Practical Flow Calculations", *Proc. ECCOMAS 2000*, Barcelona, 2000.
17. Keenan, J.H., Keyes, F.G., Hill, P.G., and Moore, J.G. "Steam Tables", John Wiley, Chichester, 1969.
18. Teymourtash, A.R. and Mahpeykar, M.R. "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", *J. School of Eng., Ferdowsi Univ. of Mashhad*, Vol. 18, No. 1, 2006.
19. Jamson, A., Schmidt, W., and Turkel, E. "Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Method, Using Runge-Kutta Time-Stepping Scheme", *AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conf.*, Palo Alto, California, pp. 1-14, 1981.
20. Moore, M.J., Walters, P.T., Crane, R.I., and Davidson, B.J. "Predicting the Fog Drop Size in Wet Steam Turbines", *Wet Steam 4 Conf.*, Inst. of Mech. Engineers, paper C37/73, 1973, Univ. of Warwick (UK).
21. Young, J.B. "Nucleation in High Pressure Steam and Flow in Turbines", *Ph.D. Dissertation*, Birmingham Univ., 1973.

مراجع

1. Bakhtar, F. and Mohammadi Tochai, M.T. "An 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.
2. Bakhtar, F., Mahpeykar, M.R., and Abbas, K.K. "An Investigation of Nucleating Flows of Steam in a Cascade of Turbine Balding-Theoretical Treatment", *Transactions of ASME*, Vol. 117, No. 11, pp. 138-144, 1995.
3. Mahpeykar, M.R. and Teymourtash, A.R. "An Investigation of 2D-Twophase Flow of Steam in a Cascade of Turbine Blading by the Time Marching Method", *Amirkabir Univ. J.*, Vol. 14, No. 56, pp. 254-269, 2003 (In Persian).
4. Kermani, M.J. and Gerber, A.G. "A General Formula for the Evaluation of Thermodynamic and Aerodynamic Losses in Nucleating Steam Flow", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, No. 17, pp. 3265-3278, 2003.
5. Teymourtash, A.R., Abolfazli Esfahani, J., and Mousavi, S.A. "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*, Vol. 45, No. 9, pp. 1185-1198, 2009.
6. Mahpeykar, M.R., Teymourtash, A.R., and Lakzian, E. "The Effects of Viscosity on Pressure Distribution and Droplet Size in Transonic Steam Flow Through a Turbine Cascade", *Iranian J. Mech. Eng.*, *Transaction of the ISME*, Vol. 11, No. 1, pp. 6-29, 2010 (In Persian).
7. Teymourtash, A.R., Mahpeykar, M.R., and Lakzian, E. "An Investigation of Condensing Flow in a Steam Turbine Cascade, Using the Baldwin-Lomax Turbulence Model", *J. Sharif*, Article in Press (In Persian).
8. Bakhtar, F., Mahpeykar, M.R., and Mashmouhy, F. "Studies of Nucleating and Wet Steam Two-dimensional Cascades", *J. Mech. Eng. Sci. IMECHE*, Part C, Vol. 218, No. 8, pp. 843-858, 2004.
9. McDonald, J.E. "Homogeneous Nucleation of Water Vapor Condensation, I. Thermodynamic Aspects", *Am. J. Phys.*, Vol. 17, No. 44, pp. 870-877, 1963.
10. Bakhtar, F., Young, J.B., White, A.J., and Simpson, D. "Classical Nucleation Theory and Its Application to Condensing Steam Flow Calculations", *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C, J. Mech. Eng. Sci.*, Vol. 219, No.12, pp. 1315-1333, 2005.