



مطالعه عددی جوشش جریان‌ی مادون سرد آب - Al_2O_3 در کانال عمودی سینوسی

محمد نصیری¹، محمدمهدی رشیدی^{2*}

1- مربی گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد بروجرد، بروجرد
2- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان
* همدان، صندوق پستی 65175-4161، mm_rashidi@sju.edu.cn

چکیده

جوشش جریان‌ی مادون سرد یکی از مسائل مهم در صنایعی همچون هسته‌ای و تولید نیرو است، زیرا با تحلیل آن اطلاعاتی در خصوص کسر حجمی بخار در روی دیواره و میزان شار حرارتی بحرانی به دست می‌آید. در کار حاضر تأثیر موجدار بودن کانال بر جوشش جریان‌ی مادون سرد درون یک کانال قائم دو بعدی به صورت عددی بررسی شده و از روش حجم محدود و مدل دو سیالی برای مطالعه جریان استفاده شده است. نتایج بدست آمده نشان داد که با افزودن نانو ذرات به سیال پایه قطر متلاشی شدن حبابها و کسر حجمی بخار روی دیواره کاهش می‌یابد ولی دمای دیواره بدلیل کاهش شار حرارتی تبخیر افزایش پیدا می‌کند. همچنین با افزایش دامنه سینوسی، کسر حجمی بخار روی دیواره و دمای دیواره افزایش می‌یابد. به دلیل ثابت بودن مقدار مومنتم جریان در عرض کانال، با افزایش دمای آب روی دیواره چگالی آن کاهش یافته و سرعت سیال در نزدیکی دیواره‌ها افزایش یافته است. همچنین، به دلیل تغییرات سرعت ناشی از تغییرات سطح مقطع کانال و به دنبال آن کاهش فشار موضعی جریان، کسر حجمی بخار در نزدیکی گلوگاه‌ها افزایش می‌یابد

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل
دریافت: 03 اسفند 1392
پذیرش: 23 فروردین 1393
ارائه در سایت: 08 مهر 1393
کلید واژگان:
جوشش مادون سرد
مدل دو سیالی
کانال سینوسی
نانوسیال

Numerical study of Subcooled Flow boiling of Water- Al_2O_3 in vertical sinusoidal wavy channel

Mohammad Nasiri¹, Mohammad Mahdi Rashidi^{2*}

1- Department of Mechanical Engineering, Islamic Azad University, Borujerd Branch, Borujerd, Iran
2- Department of Mechanical Engineering, University of Bu-Ali Sina, Hamedan, Iran
*P.O.B. 65175-4161, Hamedan, Iran, mm_rashidi@sju.edu.cn

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 22 February 2014
Accepted 12 April 2014
Available Online 30 September 2014

Keywords:

Subcooled Boiling
Two-Fluid Model
Sinusoidal Wavy Channel
Nanofluid

ABSTRACT

Subcooled flow boiling has many industrial applications such as nuclear engineering and energy generation. The study of the subcooled flow boiling provides a lot of information about the void fraction of vapor on the wall and also the critical heat flux. In this paper, the sub cooled flow boiling in a 2D vertical corrugated channel has been investigated numerically. The two-fluid model and the finite volume method have been used in this investigation. The obtained results show that with increasing of nanoparticles in the base fluid, the void fraction and bubbles departure reduced. However, the wall temperature increases due to heat flux evaporation decreases. Also, with increasing the wavy amplitude, the wall temperature and void fraction increases. that increasing the water temperature on the wall decreases its density and the fluid velocity increases in the vicinity of the wall because the momentum of the flow is constant in the transverse cross section of the channel. Furthermore, because of the variations of the velocity due to the variations of the channel's cross section, the void fraction of the vapor increases in the converging areas of the corrugated channel.

1- مقدمه

بالاست، به همین دلیل این فرآیند می‌تواند حرارت بالایی را از سیستم دفع کند. حداکثر شار حرارتی که می‌توان به سیستم اعمال کرد بدون اینکه به سیستم آسیبی وارد شود را شار حرارتی بحرانی¹ گویند. در علم انتقال حرارت، جوشش به دو قسمت عمده تقسیم می‌شود: جوشش استخری و جوشش جریان‌ی. جوشش جریان‌ی نیز شامل جوشش جریان‌ی اشباع و جوشش جریان‌ی مادون سرد² است. اگر دمای سیال ورودی به ناحیه جوشش کمتر از دمای جوشش سیال باشد، فرآیند جوشش را جوشش

جوشش جریان‌ی در دهه‌های اخیر بسیار مورد مطالعه قرار گرفته است. تا قبل از 1960، تحقیقات در این زمینه عمدتاً بر روی لوله‌های بخار بویلرها معطوف بود. با پیشرفت صنایع هسته‌ای، راه‌کارها و تحقیقات جدیدی برای افزایش میزان خنک کاری تجهیزات آن صورت گرفته است. جوشش و انتقال حرارت ناشی از آن، یکی از پدیده‌هایی است که نه تنها در واکنش‌های راکتورهای هسته‌ای بلکه در تعیین حالت بحرانی تجهیزات تولید نیرو مهم است. در طی فرآیند جوشش ضریب انتقال حرارت بسیار

1- Critical Heat Flux(CHF)
2- Subcooled flow boiling

افزایش می‌یابد و باعث بهبود شار حرارتی بحرانی می‌شود. در یک کار آزمایشگاهی، کیم و همکاران [10] نشان دادند که با استفاده از نانوذرات آلومینا در جوشش جریان‌ی در لوله، شار حرارتی بحرانی افزایش می‌یابد. عابدینی و همکاران [11] جوشش جریان‌ی مادون سرد را به صورت عددی با استفاده از مدل مخلوط مورد مطالعه قرار دادند و بیان کردند، که با افزودن نانوذرات آلومینا ضریب انتقال حرارت افزایش می‌یابد که این افزایش ناشی از بیشتر شدن انتقال حرارت تکفاز و جدا شدن حباب است.

در کار حاضر تاثیر افزودن نانو ذرات Al_2O_3 با کسر حجمی 2% و هندسه کانال بر جوشش جریان‌ی مادون سرد در یک کانال سینوسی دوبعدی به روش دوسیالی بررسی شده است. اثرات تغییر سطح مقطع بر کسر حجمی بخار و توزیع آن در مقطع کانال و همچنین دمای دیواره و ضریب انتقال حرارت مورد مطالعه قرار خواهد گرفت.

2- معادلات حاکم

معادلات بقای جرم، مومنتم و انرژی بر هر فاز حاکم هستند. از دیدگاه میکروسکوپی هر فاز مستقل از فاز دیگر نیست و باید در سطح مشترک عبارات انتقال جرم، مومنتم و انرژی با هم کوپل شوند. فاز مایع غالب و پیوسته بوده، درحالی که حباب‌های بخار، فاز گسسته³ فرض می‌شوند.

معادله پیوستگی (رابطه (1) و (2)):

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_l]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(1-\alpha)\rho_l \vec{u}_l] = \Gamma_{lg} \quad (1)$$

$$\frac{\partial[\alpha\rho_g]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\alpha\rho_g \vec{u}_g] = \Gamma_{lg} \quad (2)$$

در جوشش جریان‌ی، Γ_{lv} نرخ انتقال جرم ناشی از چگالش بخار در مایع مادون سرد و α کسر حجمی بخار است.

معادله مومنتوم (رابطه (3) و (4)):

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_l \vec{u}_l]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(1-\alpha)\rho_l \vec{u}_l \vec{u}_l] = - (1-\alpha)\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot [(1-\alpha)(\tau_l + \tau_l^{turb})] + (\Gamma_{lv} \vec{u}_v - \Gamma_{vl} \vec{u}_l) + \vec{f}_{lg} \quad (3)$$

$$\frac{\partial[\alpha\rho_g \vec{u}_g]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\alpha\rho_g \vec{u}_g \vec{u}_g] = -\alpha\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot [\alpha(\tau_g + \tau_g^{turb})] + (\Gamma_{gl} \vec{u}_l - \Gamma_{lg} \vec{u}_g) + \vec{f}_{gl} \quad (4)$$

معادله انرژی (رابطه (5) و (6)):

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_l H_l]}{\partial t} + [\vec{\nabla} \cdot (1-\alpha)\rho_l H_l \vec{u}_l] = \vec{\nabla} \cdot [(1-\alpha)(k_l + \vec{\nabla} T_l)] + (\Gamma_{lg} H_g - \Gamma_{gl} H_l) + q_l \quad (5)$$

$$\frac{\partial[\alpha\rho_g H_g]}{\partial t} + [\vec{\nabla} \cdot \alpha\rho_g H_g \vec{u}_g] = \vec{\nabla} \cdot [\alpha(k_g + \vec{\nabla} T_g)] + (\Gamma_{gl} H_l - \Gamma_{lg} H_g) + q_g \quad (6)$$

در معادلات مومنتوم و انرژی مربوط به عبارات انتقال مربوط به سطح مشترک از گاز به مایع است.

2-1- مدل جوشش دوسیالی

بر اساس مدل جوشش جریان‌ی مادون سرد کارول و پودسکی [12]، شار حرارتی دیواره شامل سه بخش است (شکل 1): انتقال حرارت جابه‌جایی تک‌فاز $q_{1\varphi}$ ، شار حرارتی بین جدا شدن و رشد حباب دیگر q_Q ، شار حرارتی تبخیر

مادون سرد گویند. در جوشش جریان‌ی مادون سرد حباب‌های بخار روی سطح گرمایی شروع به تشکیل و رشد می‌کنند. حباب‌ها زمانی تشکیل می‌شوند که دمای دیواره از دمای اشباع مایع در فشار موضعی بیشتر باشد، هر چند که دمای مایع دورتر از دیواره کمتر از دمای اشباع است [1]. حباب‌ها می‌توانند روی سطح بلغزند و حرکت کنند یا اینکه از سطح جدا شوند و در مایع مادون سرد دورتر از دیواره چگالیده شوند. این امر سبب می‌شود که علاوه بر انتقال حرارت، انتقال جرم نیز وجود داشته باشد.

لی و همکاران [2] به صورت تجربی تاثیر لغزش حباب روی دیواره، در جریان مادون سرد آب در یک کانال مستطیل شکل عمودی را مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها مشاهده کردند نیروی برآ¹ باعث می‌شود که حباب‌ها از سطح جدا نشده و روی دیواره بلغزند. همچنین، مشاهده شد حباب‌ها دو گونه رفتار از خود نشان می‌دهند؛ یک سری از حباب‌ها روی سطح می‌لغزند ولی تمایلی برای جدا شدن از سطح نشان نمی‌دهند و سری دیگر دیرتر رشد کرده و مدت زمان پایداری آن‌ها نیز بیشتر است. یان و همکاران [3] جوشش جریان‌ی مادون سرد آب در لوله‌های هم‌محور را به صورت تجربی بررسی کردند. آن‌ها وابستگی درصد کسر حجمی بخار و تراکم سطح مشترک را با شرایط حرارتی و شار جرمی نشان دادند. همچنین، آن‌ها نشان دادند که با افزایش شار حرارتی سرعت حباب‌ها افزایش می‌یابد. کرپر و همکاران [4] با استفاده از روش دو سیالی، جوشش جریان‌ی مادون سرد را در یک لوله سوخت به صورت دوبعدی شبیه‌سازی کردند. آن‌ها نشان دادند که مدل جوشش روی دیواره؛ قادر است به خوبی کسر حجمی محلی بخار را در یک لوله عمودی محاسبه کند. نتایج آن‌ها انطباق خوبی با داده‌های تجربی نشان داد. کانکار و همکاران [5] با استفاده از روش دوسیالی جوشش جریان‌ی مادون سرد را برای لوله‌های عمودی بررسی کردند و نشان دادند که با در نظر گرفتن نیروهای به- غیر از نیروی پسا² مانند لغزش روی دیواره و نیروی برا، نتایج عددی تطابق خوبی با نتایج آزمایش دارند.

کاندلیکار و همکاران [6] جوشش جریان‌ی مادون سرد و اشباع را در یک کانال مستطیلی شکل کوچک بررسی کردند. آن‌ها بازگشت جریان و نوسانات افت فشار را بر اثر جوشش و تأثیر این پدیده روی دمای دیواره و کسر حجمی بخار را بررسی کردند. لاکاشمی نارسیم‌هان و همکاران [7] جوشش جریان‌ی مادون سرد و اشباع R11 را مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها در ابتدا شاهد جوشش در جریان آرام بودند، ولی با افزایش جریان جرمی و مغشوش شدن جریان، تغییری در مقدار ضریب انتقال حرارت در قبل و بعد از آن مشاهده نکردند. کنگ و روی [8] جوشش جریان‌ی مادون سرد R113 را در یک لوله هم‌محور به صورت تجربی مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها برای اندازه‌گیری کسر حجمی بخار و سرعت محوری حباب‌ها از حسگرهای فیبرنوری که دارای دقت بالایی بودند، استفاده کردند.

نانوسیال، سیالی است که از توزیع ذرات جامد با ابعاد کمتر از 100 نانومتر در سیالات مورد استفاده در تجهیزات حرارتی به وجود می‌آید. جنس این ذرات معمولاً از فلزات و یا اکسیدهای فلزی است. با توجه به بالاتر بودن ضریب هدایت حرارتی این ذرات در مقایسه با سیالات رایج در انتقال حرارت انتظار می‌رود که نانوسیال کارایی حرارتی بهتری نسبت به سیال پایه مربوطه داشته باشد.

لی و همکاران [9] جوشش جریان‌ی مادون سرد نانوسیال مغناطیس شونده را مطالعه کردند و نشان دادند با افزایش نانوذرات مقدار ترشوندگی سطح

1- Lift force
2- Drag force

3- Dispersed

رومی دیواره q_e (رابطه (7)).
مومنتم سطح مشترک معمولاً با استفاده از نیروهای سطح مشترک، نظیر نیروهای پسا \vec{F}_D ، برا \vec{F}_l ، پخش آشفته \vec{F}_{TD}^1 و همچنین لغزندگی سطح دیواره \vec{F}_W^2 مدل می‌شود.

برای محاسبه نیروی پسا به وسیله نیروی اصطکاک سطحی و اختلاف فشار موجود بین حباب‌های بخار، از روش ایشی-ژوبر [18] استفاده می‌شود (معادله (14)).

$$\vec{F}_D = \frac{3c_D}{4d_b} r_g \rho_l |U_g - U_l| (\vec{U}_g - \vec{U}_l) \quad (14)$$

که در این رابطه، c_D ضریب پسا و d_b قطر حباب است. تومی‌یاما و همکاران [19] ضریب برا (c_l) را در جریان دوفازی آب و هوا مورد بررسی قرار دادند و نشان دادند که مقدار آن تابعی از قطر حباب است، وقتی که قطر حباب از شعاع بحرانی بیشتر می‌شود؛ ضریب لیفت کاهش می‌یابد.

نیروی برا \vec{F}_l ، که بر اثر دنباله و تغییر شکل متقارن کروی ناشی می‌شود، را می‌توان به صورت معادله (15) مدل کرد [19]:

$$\vec{F}_l = c_l r_g \rho_l (\vec{U}_g - \vec{U}_l) \times \omega_g \quad (15)$$

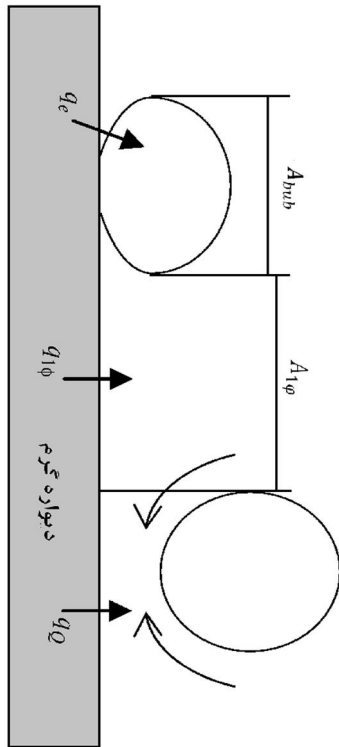
که در رابطه (15)، $\omega_g = \nabla \times U$ است.

همچنین، نیروهای پخش آشفته \vec{F}_{TD} بر اساس میانگین نیروی پسی سطح مشترک فاور [20] محاسبه می‌شود (معادله (16)):

$$\vec{F}_{TD} = C_{TD} \frac{3c_D \mu_l^{eff}}{4d_b \sigma_t} \left(\frac{\nabla r_g}{r_g} - \frac{\nabla r_l}{r_l} \right) \quad (16)$$

در رابطه (16)، σ_t عدد اشمیت آشفته فاز مایع بوده که به صورت معادله (17) تعریف می‌شود.

$$\sigma_t = \frac{\mu}{\rho D} \quad (17)$$



شکل 1 اجزای شار حرارتی مدل جوشش روی دیواره

$$q_w = q_{1\phi} + q_Q + q_e = S_t \rho_l c_{pl} A_{1\phi} u_l (T_w - T_l) + 2f \left(\tau_Q \lambda_l \rho_l / \pi \right)^{0.5} A_{bubble} (T_w - T_l) + N_a f \pi d_{bw}^3 \rho_g H_{lg} / 6 \quad (7)$$

در این رابطه، S_t عدد استانتون محلی، f فرکانس تولید هسته بخار حباب، T_w دمای دیواره و T_l و u_l نیز به ترتیب دمای محلی مایع و سرعت مایع در نزدیکی دیواره هستند. تناوب دفع حرارت بین جدا شدن یک حباب و شروع رشد یک حباب دیگر برابر است با $0.8/f$. $\tau_Q = A_{bubble}$ سطح گرمایی است که به وسیله حباب‌های بخار پوشیده شده است که به صورت رابطه (8) تعریف می‌شود.

$$A_{bubble} = \min(1, \pi N_a d_{bw}^2) \quad (8)$$

N_a تراکم سایت‌های فعال تولید هسته بخار است و d_{bw} قطر فروپاشی حباب است. میزان باقیمانده سطحی که فقط تحت جابه‌جایی تکفاز قرار می‌گیرد برابر $A_{1\phi} = 1 - A_{bubble}$.

تراکم سایت‌های تولید هسته بخار N_a و فرکانس تشکیل حباب f را می‌توان به ترتیب از روش ارائه شده توسط لمارت و چاولا [13] و روش کول [14] به صورت روابط (9) و (10) محاسبه کرد:

$$N_a = (185(T_w - T_l))^{1.805} \quad (9)$$

$$f = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3d_{bw}\rho_l}} \quad (10)$$

برای محاسبه قطر حباب تولبینسکی و کستانچوف [15] معادله (11) را ارائه دادند:

$$d_{bw} = \min \left[0.6(mm) \exp\left(\frac{-\Delta T_{sat}}{45}\right), 1.4(mm) \right] \quad (11)$$

در رابطه (5)، ΔT_{sat} اختلاف دمای اشباع و دمای مایع مادون سرد است.

2-2- مدل تغییر فاز حرارتی

در جوشش جریانی مادون سرد، انتقال جرم و حرارت بین دوفاز به وسیله حباب تبخیر شده روی دیواره گرم و چگالش حباب در جریان مادون سرد توصیف می‌شود. بعد از جدایش حباب از دیواره داغ، حباب‌های بخار به وسیله مایع مادون سرد مجاور پراکنده شده و چگالیده می‌شوند. فرآیند تغییر فاز به وسیله انتقال حرارت سطح مشترک در جوشش جریانی مادون سرد را می‌توان به وسیله مدل تغییر فاز شبیه‌سازی کرد. نرخ انتقال حرارت سطح مشترک به صورت رابطه (12) است [16]:

$$q_{lg} = h_{lg} A_{lg} (T_g - T_l) \quad (12)$$

در رابطه (12)، A_{lg} سطح مشترک بین دوفاز است که می‌تواند از رابطه $A_{lg} = \frac{6r_g}{d_b}$ محاسبه شود. h_{lg} ضریب انتقال حرارت در سطح مشترک است. برای یک سیال نیوتنی تراکم ناپذیر، عدد نوسلت می‌تواند از روش رناز مارشال [17]، با صرف نظر کردن از مقاومت حرارتی بخار، به صورت رابطه (13) محاسبه شود.

$$Nu_b = 2 + 0.6 Re_b^{0.5} Pr_1^{1/3} \quad (13)$$

در معادله فوق Re_b اعداد رینولدز حباب و Pr_1 عدد پراتل سیال مجاور است.

1- Turbulent dispersion force
2- Wall lubrication force

وسط ورودی قرار دارد. جهت توسعه یافتگی هیدرودینامیکی جریان، 60mm ابتدایی کانال (L_s) صاف و آدیباتیک در نظر گرفته شده است (رابطه (26)).

$$s(y) = \pm \frac{w}{2} \pm a \sin \left[\frac{2\pi(x - L_s)}{L_w} \right], L_s \leq x \leq L_e \quad (26)$$

در رابطه (26)، w عرض کانال در قسمت آدیباتیک کانال a بیشینه مقدار موج است که به صورت بی بعد برابر $A = \frac{2a}{w}$ است.

برای تحلیل جریان از شبکه بندی منظم و یکنواخت استفاده شده است. جهت بررسی استقلال نتایج از شبکه بندی، استقلال شبکه برای بیشینه مقدار کسر حجمی بخار روی دیواره و دمای آب خروجی کانال برای شار حرارتی 130/5kw/m² و سرعت ورودی 0/1m/s بررسی شده است. به منظور کاهش زمان محاسبات از 1600 نقطه در جهت طولی و 19 گره در جهت عرضی استفاده شده و در جدول 2 آورده شده است. شکل 3 نمونه شبکه بندی انجام شده را نشان می دهد.

4- شرایط مرزی و روش محاسبات

سیال با شار جرمی 116/64 kg/m²s به طور یکنواخت و دمای ورودی ثابت و برابر 522/15K با خواص مایع اشباع در فشار آن 5MPa وارد کانال می شود. دیواره ها با شار حرارتی ثابت و شرط عدم لغزش برای فاز مایع و شرط لغزش آزاد برای فاز بخار در نظر گرفته شده اند. براساس نتایج آزمایشگاهی [26]، قطر متوسط حباب 1mm فرض شده است و برای محاسبه آشفتگی از مدل تنش برشی انتقالی برای فاز مایع و مدل آرام برای فاز بخار استفاده و انتقال آشفتگی نیز در نظر گرفته شده است. همچنین، شتاب گرانش در خلاف جهت جریان بر سیستم اعمال شده است.

نرم افزار ANSYS/CFX برای شبیه سازی استفاده شده است. الگوریتم SIMPLEC برای ارتباط فشار و سرعت استفاده شده است. برای گسسته سازی

جدول 1 بررسی استقلال شبکه

تعداد گره (عرض × طول)	دمای متوسط آب در خروجی کانال (K)	مقدار بیشینه کسر حجمی بخار روی دیواره
1440×12	526/471	0/2055
1600×12	836/472	0/2138
1760×12	472/851	0/2172
1600×16	474/221	0/1936
1600×19	474/947	0/2122
1600×22	474/915	0/2066

جدول 2 خواص سیال پایه و نانوذرات

Al ₂ O ₃	آب	
3890	777/6	ρ[kg/m ³]
880	5024	Cp [J/kg.K]
35	0/5929	k [W/m.K]
	0/0001001	μ[kg/m.s]

همچنین، C_{TD} ضریب پخش آشفتگی است که برابر 1 است. نیروی لغزش دیواره \vec{F}_W در جهت عرضی به دیوار اعمال می شود و تمایل دارد حباب های بخار را روی سطح گرمایی نگه دارد. در این باره از مدل آنتال و همکاران [21] برای محاسبه لغزش روی دیواره استفاده شده است (رابطه (18)):

$$\vec{F}_W = -r_g \rho \alpha \frac{(\vec{U}_g - \vec{U}_l)}{d_b} \max(C_1 + C_2 \frac{d_b}{y_m}, 0) \vec{n} \quad (18)$$

در معادله (18) y_m فاصله نزدیک ترین دیواره، \vec{n} بردار عمود بر دیواره، C₁ و C₂ ضرایب ثابت برابر 0/05 و 0/01 هستند. تاثیر حباب های بخار روی آشفتگی جریان مایع نیز به وسیله مدل استفاده شده توسط ستو و همکارانش [22] در نظر گرفته شده است.

4-2- خواص نانوسیال

خواص ترموفیزیکی آب و نانوذرات اکسید آلومینیوم در جدول 1 داده شده اند. قطر نانوذرات 10nm در نظر گرفته شده است که کوچکتر از قطر سایت های تشکیل بخار هستند [23]. مخلوط نانوذرات Al₂O₃ و آب کاملاً یکنواخت و همگن است. به دلیل حجم کم بخار در جوشش جریان مادون سرد و تکفاز در نظر گرفتن نانوسیال معادلات تنها برای دو سیال آب و بخار حل می شوند. هر یک از خواص معادل را می توان برای نانوسیال آب-Al₂O₃ از طریق روابط (19) و (20) محاسبه کرد:

$$\rho_{eff} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_{np} \quad (19)$$

ظرفیت گرمایی نانوسیال:

$$(\rho_{eff} c_{p_{eff}}) = (1 - \phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_{np} \quad (20)$$

لزجت دینامیکی مخلوط نانوسیال از رابطه (21) [24] محاسبه می شود:

$$\mu_{eff} = \mu_f (1 + 2.5\phi + 4.375\phi^2) \quad (21)$$

همچنین، می توان، با استفاده از مدل چون و همکاران [25] برای نانوذرات آلومینا، رسانش دمایی نانوسیال را با استفاده از معادله (22) به دست آورد:

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = 1 + 64.7\phi^{0.7460} \left(\frac{d_f}{d_p}\right)^{0.3690} \left(\frac{k_p}{k_f}\right)^{0.7476} Pr_f^{0.9955} Re_f^{1.2321} \quad (22)$$

در رابطه (22)، Pr_f و Re_f به صورت روابط (23) و (24) تعریف می شوند.

$$Pr_f = \frac{\eta}{\rho_f \alpha_f} \quad (23)$$

$$Re_f = \frac{\rho k_B T}{3\pi\eta^2 \lambda_f} \quad (24)$$

در رابطه های (23) و (24)، λ_f طول پویس آزاد متوسط آب (17 nm)، k_B ثابت بولتزمن (1/3807 × 10⁻²³ J/k) و η نیز با استفاده از رابطه (25) محاسبه می شود:

$$\eta = A \times 10^{\frac{B}{T-C}}, \quad A = 2.414 \times 10^{-5}, \quad B = 247, \quad C = 140 \quad (25)$$

3- هندسه و مدل جریان

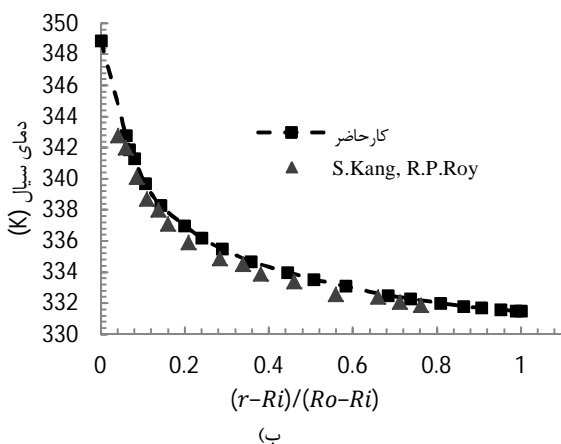
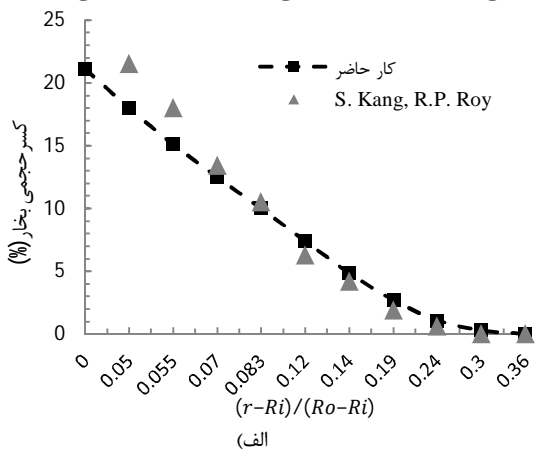
شکل 2 طرحواره ای از کانال مورد بررسی را نشان می دهد. کانال به صورت دو صفحه سینوسی است. طول کانال (L) 340mm و عرض ناحیه ورودی (W) 20 mm است. طول ناحیه سینوسی 220mm با تعداد 10 موج است، که از رابطه (1) پیروی می کند. کانال عمودی در جهت محور y و مرکز مختصات در

می‌یابد، ولی در ادامه با کاهش سطح مقطع و به دنبال آن افزایش سرعت، حباب‌ها فرصت کافی برای رشد نداشته و سریع‌تر از حالت قبل متلاشی می‌شوند. با افزودن نانوذرات به آب خالص، قطر متلاشی شدن حباب‌ها کاهش می‌یابد که این کاهش برای $A=0/2$ بیشتر است.

همان‌گونه که در شکل 6، مشاهده می‌شود به صورت مقطعی در طول کانال و قبل از گلوگاه‌ها کسر حجمی بخار افزایش می‌یابد، این موضوع ناشی از افزایش سرعت در ورودی گلوگاه‌ها و به دنبال آن افت فشار در آن ناحیه است؛ همچنین، همان‌گونه که بیان شد با کاهش سطح مقطع، کسر حجمی بخار افزایش می‌یابد، ولی افزایش شدید سرعت جریان در گلوگاه سبب می‌شود که بیشینه کسر حجمی بخار قبل از گلوگاه تشکیل شود. مطابق شکل 6، با افزودن نانوذرات Al_2O_3 به آب خالص، به دلیل افزایش ظرفیت حرارتی و ضریب رسانایی حرارتی، کسر حجمی بخار در طول کانال کاهش می‌یابد. کاهش مقدار بخار تولیدی برای کانال با $A=0/2$ بسیار بیشتر از $A=0/1$ است.

به منظور ارائه توضیحات بیشتر، در شکل 7-الف کانتور کسر حجمی بخار برای آب خالص و در شکل 7-ب برای جریان نانوسیال با 2% کسر حجمی در کانال $A=0/2$ نشان داده شده است.

در شکل 8، تغییرات ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی در طول کانال مشاهده می‌شود. در طول کانال، تغییرات سرعت در کناره دیواره باعث تغییرات ضریب انتقال حرارت و به دنبال آن تغییرات دمایی دیواره در طول کانال می‌شود. همچنین، اغتشاشی که در گلوگاه ایجاد می‌شود باعث برهم

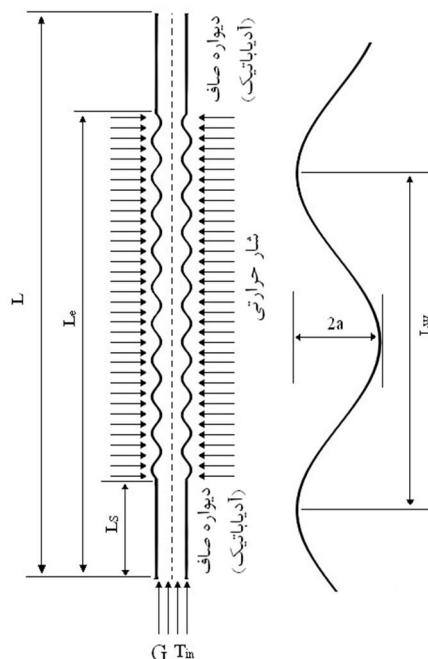


شکل 4 اعتبارسنجی با نتایج تجربی به دست آمده توسط کنگ و روی (الف) ضریب کسر حجمی بخار، (ب) دمای سیال

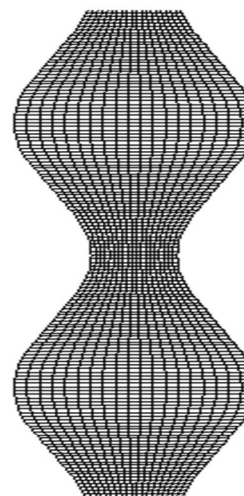
معادلات متد بالادست پیشرفته¹ مرتبه دوم به کار گرفته شده است. همچنین، برای آشفته‌گی جریان مدل آشفته‌گی دقت بالا² مورد استفاده قرار گرفته است. برای اعتبارسنجی حل، نتایج به دست آمده با نتایج حاصل از آزمایش‌های کنگ و روی [8] مقایسه شده است، (شکل 4). همان‌طور که ملاحظه می‌شود نتایج دارای تطابق خوبی با نتایج تجربی هستند.

5- نتایج و بحث

در شکل‌های 5 و 6، قطر متلاشی شدن حباب رو دیواره و کسر حجمی بخار نشان داده شده است. همان‌گونه که در شکل 5 مشاهده می‌شود به علت تغییر سرعت سیال، که ناشی از تغییر سطح مقطع کانال است، تغییرات شدیدی در قطر متلاشی شدن حباب‌ها روی می‌دهد. توضیح این نکته لازم است که با افزایش سطح مقطع و کاهش سرعت، قطر متلاشی شدن حباب‌ها افزایش



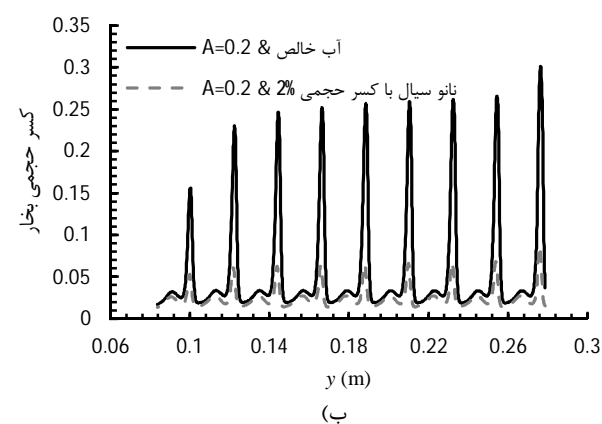
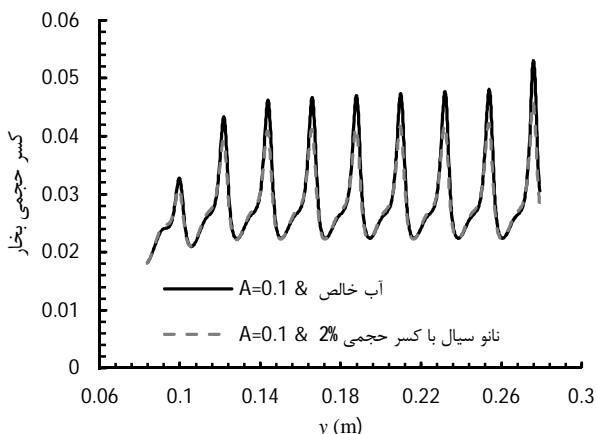
شکل 2 طرحواره کانال مورد بررسی



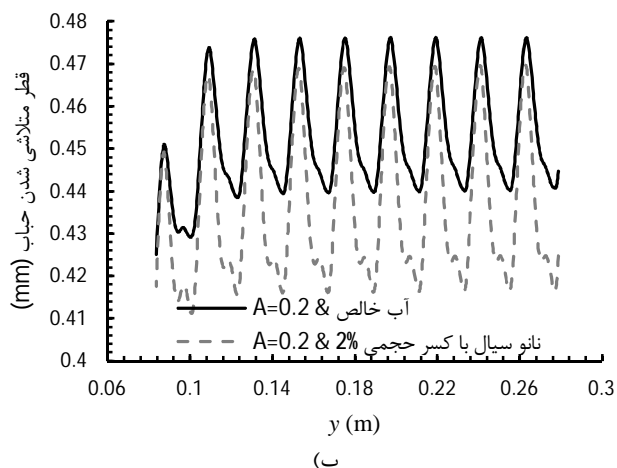
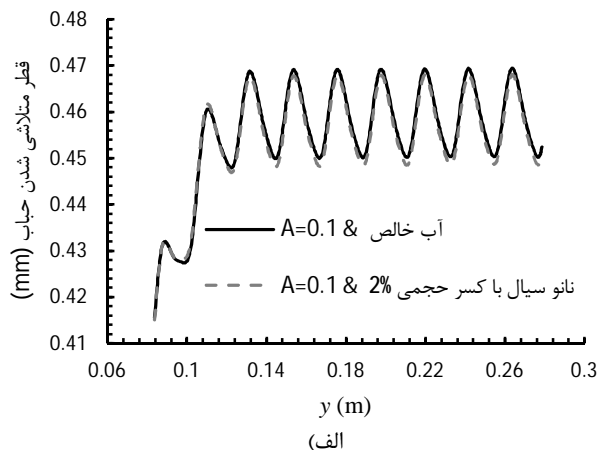
شکل 3 طرحواره‌ای از شبکه‌بندی استفاده شده

1- Upwind
2- High resolution

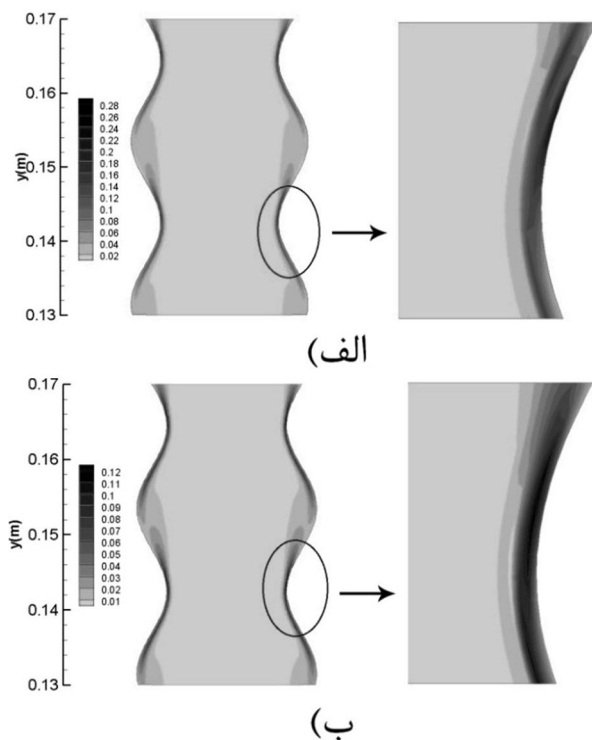
است که دمای مایع روی دیواره به دمای اشباع رسیده و مقداری از آن نیز بخار شده است.



شکل 6 تغییرات کسر حجمی بخار در طول کانال الف) $A=0/1$ ب) $A=0/2$



شکل 7 قطر متلاشی شدن حباب روی دیواره در طول کانال الف) $A=0/1$ ب) $A=0/2$



شکل 8 توزیع کسر حجمی بخار در سطح مقطع کانال الف) $A=0/1$ ب) نانو سیال

خوردن خطوط جریان و متمایل شدن مایع با دمای کمتر به سمت دیواره شده است. افزودن نانوذرات به آب خالص موجب افزایش قابل توجه ضریب انتقال حرارت جابه جایی نمی شود، ولی دمای متوسط دیواره، به دلیل کاهش انتقال حرارت ناشی از تبخیر و عدم افزایش قابل توجه انتقال حرارت جابه جایی، افزایش می یابد (شکل 9). این نتایج مطابق با نتایج آزمایشگاهی آهن و کیم [27] است.

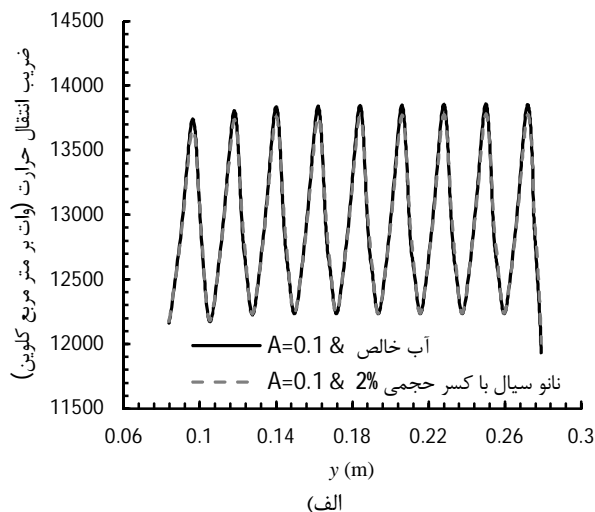
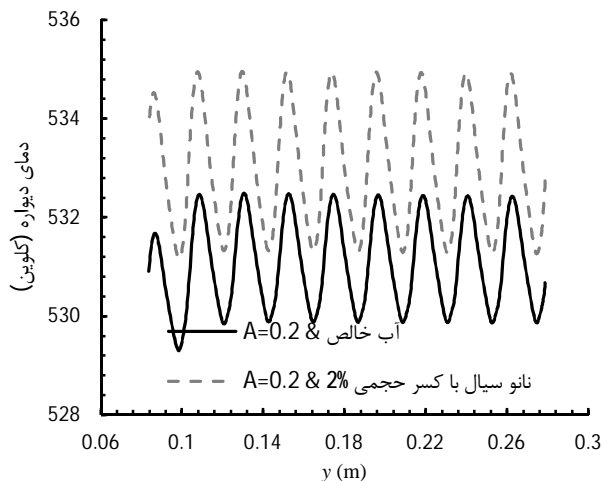
همان گونه که در شکل 10 نشان داده شده است، سرعت در نزدیکی گلوگاه تدریجاً افزایش می یابد و در گلوگاه به بیشترین مقدار خود می رسد، در آنجا به دلیل افزایش سرعت، ضریب انتقال حرارت افزایش می یابد، در نتیجه دمای دیواره و قطر متلاشی شدن حبابها در روی دیواره به مقدار کمینه خود نزدیک می شوند و با افزایش سطح مقطع این مقادیر افزایش یافته تا به مقدار بیشینه خود برسند که در آن ناحیه سرعت مایع کمینه است.

سرعت سیال در مرکز کانال کمتر از سرعت روی دیواره است، این امر عمدتاً ناشی از بیشتر بودن نیروی شناوری در نزدیکی دیواره نسبت به مرکز جریان می باشد، همچنین، با افزایش دمای آب روی دیواره چگالی آن کاهش یافته و به دلیل ثابت بودن مقدار مومنتم جریان در عرض کانال، سرعت سیال در نزدیکی دیوارهها افزایش یافته است.

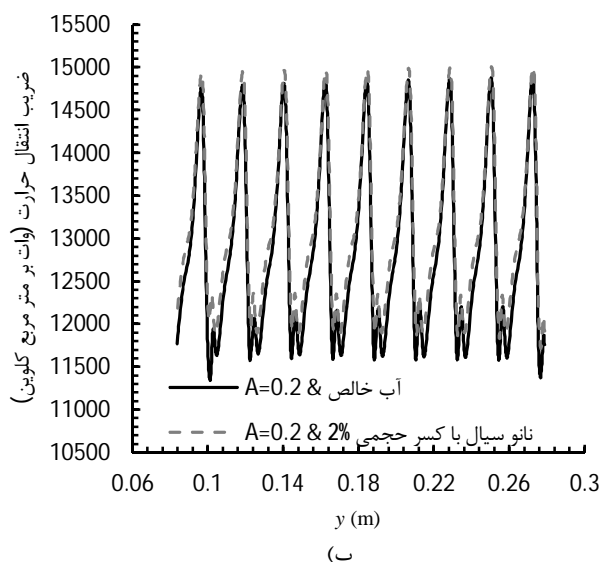
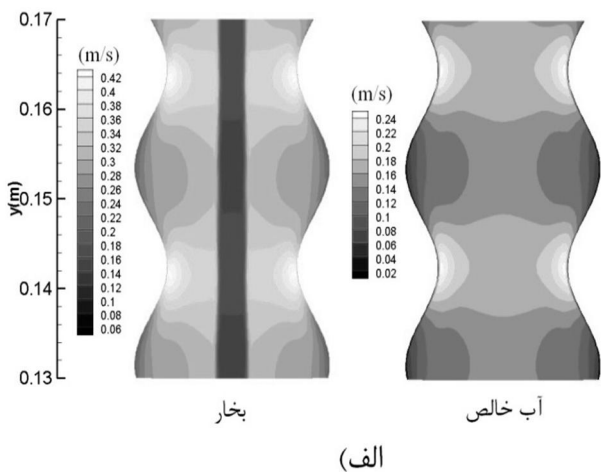
شکل 11 کانتور دمایی مایع در طول کانال را نشان می دهد. همان گونه که مشاهده می شود، به دلیل مادون سرد بودن مایع ورودی به کانال، دمای سیال در مرکز کانال پایین تر از دمای اشباع آب (537K) است این در حالی

6- نتیجه‌گیری

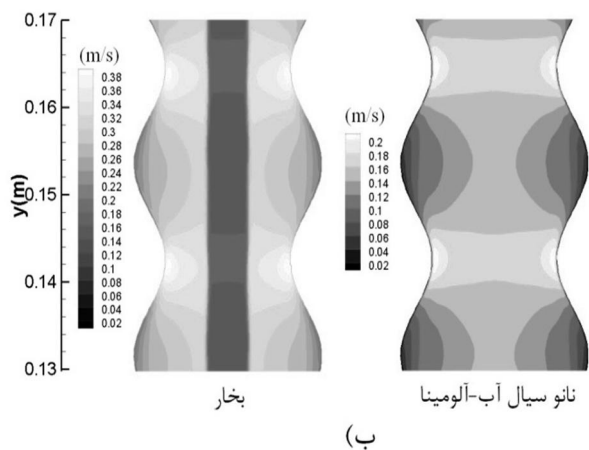
در این مقاله جوشش جریان‌های مادون‌سرد در یک کانال سینوسی قائم



شکل 9-ب تغییرات دمایی دیواره در طول کانال، $A=0/2$

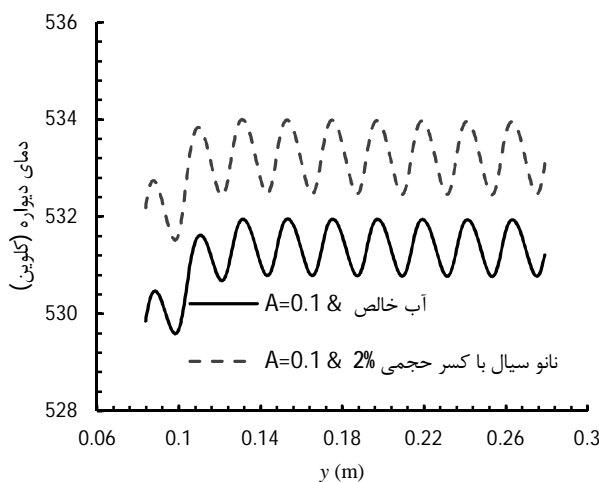


شکل 8 تغییرات ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی در طول کانال، الف) $A=0/1$ ب) $A=0/2$



شکل 10 کانتور سرعت: الف) بخار ب) آب در سطح مقطع کانال $A=0/2$ الف) آب خالص، ب) نانو سیال

دو بعدی به صورت عددی و با استفاده از مدل دوسیالی بررسی شده است. انحنای دیواره باعث تغییرات سرعت در طول کانال می‌شود که این امر باعث تغییرات شدیدی در توزیع کسر حجمی بخار روی دیواره می‌شود. این موضوع می‌تواند باعث ایجاد محدودیت در شار اعمالی به کانال شود. همچنین،



شکل 9-الف تغییرات دمایی دیواره در طول کانال $A=0/1$

ثابت بولتزمن	k_B
تراکم سایت‌های تولید هسته بخار	N_a
عدد پراتل	Pr
نرخ انتقال حرارت سطح مشترک (W/m^2)	q_{lg}
شار حرارتی دیواره (W/m^2)	q_w
شار حرارتی جابجایی تک فاز (W/m^2)	$q_{1\phi}$
شار حرارتی بین جدا شدن و رشد حباب دیگر (W/m^2)	q_Q
شار حرارتی تبخیر روی دیواره (W/m^2)	q_e
عدد رینولدز	Re
کسر حجمی بخار	r_g
دما (K)	T
عدد استانتون محلی	S_t
سرعت (m/s)	U
عرض کانال (m/s)	w
فاصله نزدیک‌ترین دیواره (m)	y_m
علائم یونانی	
ویسکوزیته دینامیکی (Ns/m^2)	μ
چگالی (kg/m^3)	ρ
عدد اشمیت آشفته	σ_t
تناوب دفع حرارت بین جدا شدن یک حباب و شروع رشد یک حباب دیگر	τ

زیر نویس‌ها

حباب	b
خواص موثر	eff
سیال پایه	f
بخار	g
مایع	l
نانوذرات	p

8- مراجع

[1] J. G. Collier, J. R. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, Third Ed., UK: Clarendon Press Oxford, 1994.

[2] S. Li, S. Tan, C. Xu, P. Gao, L. Sun, An experimental study of bubble sliding characteristics in narrow channel, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 57, pp. 89-99, 2013.

[3] B. J. Yun, B. U. Bae, D. J. Euh, G. C. Park, C. H. Song, Characteristics of the local bubble parameters of a subcooled boiling flow in an annulus, *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 240, No. 9, pp. 2295-2303, 2010.

[4] E. Krepper, B. Koncar, Y. Egorov, CFD modelling of subcooled boiling-Concept, Validation and application to fuel assembly design, *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 237, pp. 716-731, 2007.

[5] B. Koncar, E. Krepper, Y. Egorov, CFD modeling of subcooled flow boiling for nuclear engineering applications, in *Int Conference Nuclear Energy for New Europ*, Slovenia, 2005.

[6] S. G. Kandlikar, M. E. Steinke, S. Tian, L. A. Campbell, High speed photographic observation of flow boiling of water in parallel minichannels, *35th Proceedings of National Heat Transfer Conference*, June 2001, Anaheim, CA, ASME Publications, 2001.

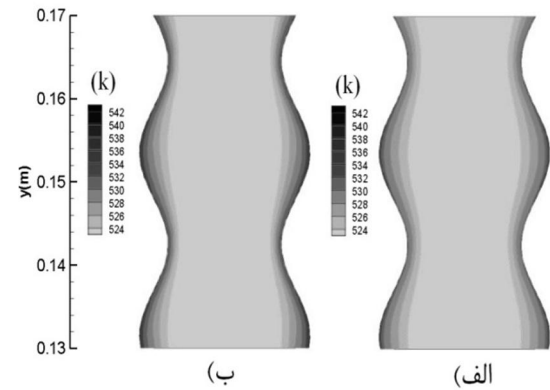
[7] M. S. Lakshminarasimhan, D. K. Hollingsworth, L. C. Witte, Boiling incipience in narrow channels, *ASME IMECE*, Vol. 4, pp. 55-63, 2000.

[8] S. Kang, R. P. Roy, Vapor phase measurements in subcooled boiling flow, *Int. J. Heat Transfer*, Vol. 124, pp. 1207-1209, 2002.

[9] T. Lee, J. H. Lee, Y. H. Jeong, Flow boiling critical heat flux characteristics of magnetic nanofluid at atmospheric pressure and low mass flux conditions, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 56, pp. 101-106, 2013.

[10] T. Kim, W. J. Chang, S. H. Chang, Flow boiling CHF enhancement using Al2O3 nanofluid and an Al2O3 nanoparticle deposited tube, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 2021-2025, 2011.

[11] E. Abedini, A. Behzadmehr, S. M. H. Sarvari, S. H. Mansouri, Numerical investigation of subcooled flow boiling of a nanofluid, *Int. J. Thermal Sciences*, Vol. 64, pp. 232-239, 2013.



شکل 11 کانطور توزیع دمایی در سطح مقطع کانال $A=0/2$ (الف) آب خالص، (ب) نانوسیال

تغییرات سطح مقطع سبب ایجاد تغییر فشار در طول کانال می‌شود که تأثیر زیادی بر کسر حجمی بخار تولیدی دارد، به گونه‌ای که با بیشتر شدن پارامتر بی‌بعد موج سینوسی کسر حجمی بخار افزایش می‌یابد. افزودن نانوذرات اکسید آلومینیوم به آب سبب افزایش ظرفیت گرمایی و ضریب رسانایی سیال می‌شود که نتیجه آن کاهش کسر حجمی بخار روی دیواره است. همچنین، با افزایش نانوذرات ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی تغییر بسیار کوچکی دارد ولی دمای متوسط دیواره افزایش می‌یابد.

7- فهرست علائم

A	پارامتر بی‌بعد موج ($A = \frac{2a}{w}$)
a	بیشینه مقدار موج
A_{bub}	سطح گرمایی پوشیده شده از حباب (m^2)
A_{lg}	سطح مشترک بین دو فاز (m^2)
$A_{1\phi}$	سطح تحت جابجایی تک‌فاز (m^2)
c_p	حرارت ویژه (J/kgK)
c_D	ضریب پسا
c_l	ضریب برآ
C_{TD}	ضریب پخش آشفته
C_2 و C_1	ضرایب ثابت در معادله (11)
d_f	قطر مولکول سیال پایه (m)
d_b	قطر متوسط حباب (m)
d_{bw}	قطر فروپاشی حباب (m)
d_p	قطر متوسط نانوذرات (m)
f	فرکانس تشکیل حباب (1/s)
F_D	نیروی پسا ($kg/m^2 s^2$)
F_l	نیروی برآ ($kg/m^2 s^2$)
F_{TD}	نیروهای پخش آشفته ($kg/m^2 s^2$)
F_w	نیروی لغزندگی سطح دیواره ($kg/m^2 s^2$)
g	شتاب گرانش (m/s^2)
H_{lg}	گرمای نهان (W)
h_{lg}	ضریب انتقال حرارت در سطح مشترک ($W/m^2 K$)
L	طول کانال (m)
L_s	طول ناحیه آدیاباتیک (m)
k	ضریب انتقال حرارت رسانش ($W/m.K$)

- International Conference on Multiphase Flow*, Yokohama, Japan, 2004.
- [21] S. P. Antal, R. T. Lahey, J. E. Flaherty, Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, pp. 635–652, 1991.
- [22] Y. Sato, M. Sadatomi, K. Sekoguchi, Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, pp. 167–177, 1981.
- [23] Sung Joong Kim, Tom McKrell, Jacopo Buongiorno, Lin-wen Hu, Subcooled flow boiling heat transfer of dilute alumina, zinc oxide, and diamond nanofluids at atmospheric pressure, *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 240, pp. 1186–1194, 2010.
- [24] H. C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspensions and solutions, *J. Chem. Phys*, Vol. 20, pp. 571–581, 1952.
- [25] C.H. Chon, K.D. Kihm, S.P. Lee, S.U.S. Choi, Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al₂O₃) thermal conductivity enhancement, *Applied Phy Letters*, Vol. 87, pp. 1–3, 2005.
- [26] O. Zeitoun, M. Shoukri, Axial void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 867–879, 1997.
- [27] H.S. Ahn, M. H. Kim, The boiling phenomenon of alumina nanofluid near critical heat flux, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 62, pp. 718–728, 2013.
- [12] N. Kurul, M. Z. Podowski, On the modeling of multidimensional effects in boiling channels, In *ANS Proceedings of 27th National Heat Transfer Conference*, Minneapolis, 1991.
- [13] M. Lemmert, J. M. Chawla, Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient, in *Hahne, E., Grigull, U. (Eds.), Heat Transfer in Boiling*, New York: Academic Press and Hemisphere, pp. 237–247, 1977.
- [14] R. Cole, A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux, *AIChE Journal*, Vol. 6, pp. 533–542, 1960.
- [15] V. I. Tolubinsky, D. M. Kostanchuk, Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling, in *The 4th International Heat Transfer Conference*, Paris, Vol. 5, 1970.
- [16] R. Winterton, Flow boiling: prediction of bubble departure, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 1422–1424, 1984.
- [17] W. E. Ranz, W. R. Marshall, Evaporation from drops, *Chem. Eng. Progr*, Vol. 48, No. 3, pp. 141–146, 1952.
- [18] M. Ishii, N. Zuber, Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows, *AIChE Journal*, Vol. 25, pp. 843–855, 1979.
- [19] A. Tomiyama, Struggle with computational bubble dynamics, in *Third International Conference on Multiphase Flow*, Lyon, France, 1998.
- [20] A. D. Burns, T. Frank, I. Hamill, J. M. Shi., The favre averaged drag model for turbulence dispersion in Eulerian multi-phase flows, in: *The 5th*