

شبیه‌سازی دینامیک سیالات محاسباتی جریان جوشش فرو سرد در یک لوله عمودی

مریی، دانشگاه آزاد اسلامی واحد دهدشت

سیدحسین گنجیانی*

چکیده

در این کار، جریان جوشش فرو سرد در یک لوله عمودی به روش عددی شبیه‌سازی شده است. شبیه‌سازی در کد تجاری دینامیک سیالات محاسباتی با مدل دو سیالی به روش اولر-اولر انجام شده است. برای شبیه‌سازی جریان جوشش فرو سرد، معادلات ترکیبی این جریان، کد نویسی شده و اجرا شدند. پیش بینی درست و مناسب کسرهای حجمی در جریان جوشش فرو سرد یک مرحله مهم در مدل کردن آن است، زیرا کسرهای حجمی به شدت بر انتقال های الگوی جریان تأثیر می‌گذارند. برای هندسه و شرایط مرزی استفاده شده در کار حاضر، توزیع کسر حجمی بدست آمده با داده های آزمایشگاهی موجود، تطابق بسیار خوبی دارند. همچنین نتایج شبیه سازی با دیگر نتایج عددی و نتایج حاصل از کد RELAP5/MOD3.2 نیز مقایسه شده است. علاوه بر کسر حجمی، توزیع دمای مایع، سرعت مایع و شدت آشفتگی نیز بررسی شده‌اند.

واژه‌های کلیدی: جوشش فرو سرد، کسر حجمی، دینامیک سیالات محاسباتی.

Computational Fluid Dynamics Simulation of Subcooled Boiling Flow in a Vertical Pipe

S. H. Ganjiani

M.Sc., Academic Member of Islamic Azad University, Dehdasht Branch

Abstract

In this work, the subcooled flow boiling is simulated in vertical tube by numerical method. The simulation is carried out by two-fluid, Eulerian-Eulerian model in CFD commercial code. The constitutive equations of subcooled boiling flow are implemented in the code. The proper prediction of void fractions in subcooled boiling flow is an important step in modeling subcooled boiling flow since void fractions greatly influence the flow pattern transitions. The predicted void fraction distribution is in good agreement with the available experimental data for the geometry and boundary conditions have been used. Also the results of the simulations are compared with other numerical data and results of RELAP5/MOD3.2 code. As well as the void fraction, the liquid temperature distribution, the liquid velocity and the turbulence intensity are investigated.

Keywords: Subcooled boiling, Void fraction, Computational fluid dynamics.

۱- مقدمه

فرآیند جوشش در طبیعت بطور ذاتی پیچیده است، به طوری که تحلیل‌ها را به شدت به چالش می‌کشد. اگر جوشش در یک جریان سیال اتفاق افتد، تحلیل آن را بسیار پیچیده‌تر می‌کند، چون جریانهای در حال جوشش شامل دو فاز (مایع و بخار) می‌باشند که عکس‌العملهای جفت شده‌ای را نمایش می‌دهند. این عکس‌العملهای جفت شده یک چالش در مدل کردن دقیق جریانهای دو فازی ایجاد می‌کند.

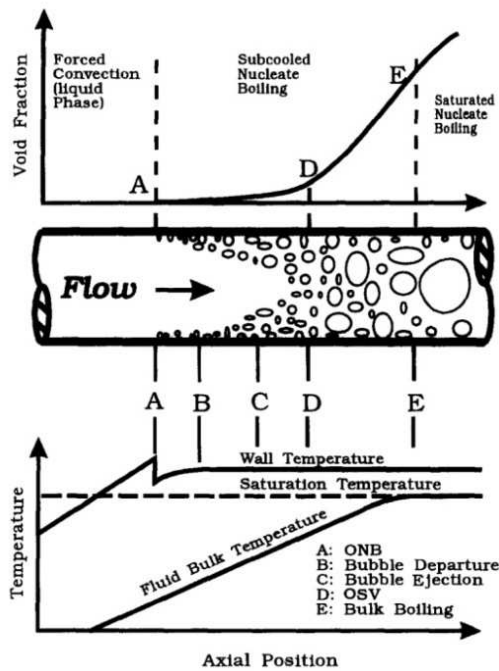
جوشش با تشکیل حباب (شروع و فعال‌سازی محلهای هسته‌ساز) مشخص می‌شود. برای انجام این کار، دمای سطح گرم باید از دمای اشباع مایع در آن فشار بیشتر باشد. جایی که جوشش محلی در سطح گرم وجود دارد، در حالی که آنتالپی متوسط فاز مایع از آنتالپی اشباع کمتر باشد، یک موقعیت جوشش فرو سرد وجود خواهد داشت. بنابراین، جوشش فرو سرد توسط این حقیقت که تعادل ترمودینامیکی وجود ندارد، مشخص شده است [۱]. این عدم تعادل بطور ذاتی در ناحیه جوشش فرو سرد وجود دارد، زیرا هر دو مقدار کیفیت جرمی جریان و کسر حجمی بخار غیر صفر و مثبت هستند، در حالیکه کیفیت تعادل ترمودینامیکی و کسر حجمی بخار اینگونه دمای حجم (توده) سیال زیر دمای اشباع است، باید صفر باشند. از آنجا که در فرآیندهای صنعتی بطور گسترده با جریان جوشش فرو سرد مواجه می‌شویم، بنابراین این جریان بسیار مهم است و نمی‌توان از آن صرف نظر کرد.

در جوشش فرو سرد، هسته‌سازی ناهمگن حباب درون چاله‌ها و حفره‌های کوچکی بر روی سطح گرم اتفاق می‌افتد. این حفره‌ها به عنوان محل‌های هسته‌سازی در سطح گرم شناخته می‌شوند. این محل‌های هسته‌سازی زمانی که دمای سطح بیشتر از دمای مایع اشباع در فشار محلی باشد فعال خواهند شد. دورتر از دیوار، دمای توده (حجم) مایع زیر اشباع باقی می‌ماند و به صورت فرو سرد تعریف می‌شود. در جریان جوشش فرو سرد یک ناحیه دو فازی با دمای زیاد، نزدیک دیوار گرم وجود دارد در حالیکه یک مایع تک فازی با دمای کم، دورتر از سطح گرم غالب است.

در شکل ۱ پروفیل‌های دما و کسر حجمی و همچنین توسعه لایه حباب در طول یک کانال که بطور یکنواخت گرم می‌شود نشان داده شده است [۲].

مایع فرو سرد که وارد کانال می‌شود، هر دو دمای دیوار و توده سیال بطور خطی تا نقطه A افزایش می‌یابند. در نقطه A دمای دیوار از دمای اشباع در فشار محلی به مقدار مشخصی بیشتر می‌شود، و حباب‌ها بر روی سطح گرم شروع به

هسته‌سازی می‌کنند و به همین خاطر نقطه A، به عنوان آغاز جوشش هسته‌ای (ONB) ^۱ شناخته می‌شود.



شکل ۱- توسعه کسر حجمی و دمای دیوار در طول یک دیوار با شار گرمای یکنواخت [۲]

چگالی محل‌های هسته‌سازی در پایین دست نقطه A با افزایش دمای توده سیال، افزایش می‌یابد. حباب‌های بخار تا نقطه B متصل به سطح گرم شده باقی می‌مانند و در پایین دست آن حباب‌ها شروع به جدا شدن می‌کنند و در طول دیوار شروع به لغزش می‌کنند، و لایه حباب رشد می‌کند تا اینکه اولین حباب در نقطه C در قلب جریان وارد می‌شود. شروع کسر حجمی عمده (OSV) ^۲ یا موقعیت تولید حباب خالص (NVG) ^۳، در نقطه D اتفاق می‌افتد و با یک افزایش ناگهانی در شیب منحنی رشد کسر حجمی مشخص شده است. سرانجام، سیال در نقطه E به دمای اشباع می‌رسد. ناحیه‌های انتقال گرمایی همچنین در شکل ۱ نشان داده شده است. انتقال گرمایی همرفتی اجباری تک فازی قبل از نقطه A، جوشش هسته‌ای فرو سرد در ناحیه بین نقاط A و E، و جوشش هسته‌ای اشباع بعد از نقطه E اتفاق می‌افتند. منطقه جوشش هسته‌ای فرو سرد به دو ناحیه تقسیم می‌شود: ناحیه بین A تا D را ناحیه بسیار فرو سرد ^۴ می‌نامند و ناحیه بین D تا E را به عنوان منطقه اندکی فرو سرد ^۵ [۳] یا منطقه جوشش کاملاً توسعه یافته [۴] شناخته می‌شود. در واقع نقطه D نقطه انتقال

¹ Onset of Nucleate Boiling

² Onset of Significant Void

³ Net Vapor Generation

⁴ Highly Subcooled

⁵ Slightly Subcooled

تغییر آهنگ جریان، دمای فرو سرد، شار گرمایی و فشار بررسی کردند.

در کنار کارهای آزمایشگاهی انجام شده که به بررسی تأثیر عوامل مختلف بر توزیع کسر حجمی پرداخته اند، شبیه سازی های هم با استفاده از کدهای مختلف انجام شده است.

کونکار و همکارانش [۹] یک مدل سازی چند بعدی از جریان جوششی فرو سرد رو به بالا عمودی با استفاده از یک روش دو سیالی انجام دادند و کمیت های محلی جریان دو فازی از جمله کسر حجمی و اندازه حباب را محاسبه کردند. همچنین وابستگی قطر حباب به شرایط محلی جریان را در محاسبات خود قرار دادند. یک تجزیه و تحلیل از حساسیت معادلات وابسته حاکم نشان می دهد که علاوه بر مکانیزم های تغییر فاز، مکانیزم های هیدرودینامیکی عرضی مانند: نیروی برآ، اختلاط ناشی از آشفتگی القا شده حباب، نیز باید برای مدل کردن جریان جوششی فرو سرد در شرایط فشار کم در نظر گرفته شوند. توزیع های سطح مقطعی کسر حجمی و قطر حباب محلی در طول جریان را با داده های تجربی منتشر شده مقایسه کردند.

کونکار و همکارانش [۱۰] با استفاده از کد دینامیک سیالات محاسباتی CFX-5، جریان جوشش فرو سرد تحت فشارهای زیاد در یک لوله عمودی را شبیه سازی کردند. آنها نتایج شبیه سازی خود را با داده های تجربی منتشر شده جریان جوشش فرو سرد در یک لوله عمودی مقایسه کردند و در کل توزیع کسر حجمی متوسط بدست آمده مطابقت قابل قبولی با نتایج تجربی داشتند. مدلهای آشفتگی و نیروهای غیر پسا تحت شرایط جوشش دیوار را مطالعه کردند تا اثر آنها را بر توزیع جانبی کسر حجمی و دمای مایع بررسی کنند. آنها نشان دادند که مدل کردن دقیق آشفتگی القایی حباب ها و نیروهای غیر پسا، برای شبیه سازی واقعی میدان جریان دو فازی مهم است.

کونکار و کرپر [۱۱] نیز با کد CFX-5 جوشش همرفتی اجباری میرد R-113 در یک کانال عمودی حلقوی شبیه سازی کردند. نتایج شبیه سازی بخصوص توزیع کسر حجمی در کانال را با داده های تجربی منتشر شده ارزیابی کردند و بطور کیفی به توافق خوبی رسیدند. همچنین تأثیر نیروهای غیر پسا، اندازه قطر حباب و مدل پسای بین وجهی را بر نتایج عددی خود بررسی کردند.

دلها و همکارانش [۱۲] از میرد R12 به عنوان یک سیال کاری برای شبیه سازی جریان جوشش فرو سرد بین فشارهای ۱۰ تا ۱۸ MPa استفاده کردند. آنها نیز پروفیل محوری کسر حجمی را بدست آورده و با داده های آزمایشگاهی برای میرد R12 مقایسه کردند.

میان دو ناحیه را نشان می دهد: ناحیه با کسر حجمی کم و ناحیه دیگری که کسر حجمی بطور محسوس پس از آن افزایش می یابد.

گوان و همکارانش [۵] بررسی های آزمایشگاهی بر رشد حباب گاز برای تحلیل جوشش فرو سرد در یک کانال حلقوی عمودی با شار گرمایی ثابت بر سطح داخلی و جریان آب به سمت بالا در فشار اتمسفر، انجام دادند. محدوده شار گرمی مایع از $79 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ تا $316 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ و دمای فرو سرد از ۴۰ تا ۶۰ کلون تغییر می کند. با استفاده از عکس برداری سرعت زیاد عملکرد رشد حباب را ضبط کردند. آنها در کار خود رفتارهای حباب، اثر لغزش حباب بر انتقال گرما و نیروهای مختلف وارد بر حباب را بحث و بررسی کردند. نتایج آزمایشگاهی نشان دادند که با افزایش شار گرمایی، فاصله لغزش حباب بر روی سطح دیوار افزایش می یابد و حباب ها تقریباً بیضوی شکل هستند و اندازه و شکل آنها بطور قابل توجهی تغییر نمی کند.

ادلمن و الیاس [۶] داده های آزمایشگاهی برای توزیع کسر حجمی در جریان جوشش فرو سرد با آهنگ جریان گرمی کم در کانال گرم شده عمودی تحت شرایط حالت دائمی ارائه دادند. اندازه گیری های آنها بر اساس تکنیک های رادیوگرافی اشعه ایکس و میرایی گاما بود. محدوده کمیت های مورد مطالعه آنها، برای تحلیل فرآیندها در قلب راکتورهای آب سبک قابل کاربرد است. آنها پروفیل های توزیع کسر حجمی بدست آمده را با مدل های تجربی و تئوری مقایسه کردند.

اکارا و همکارانش [۷] با استفاده از یک لوله گرد عمودی اکارا و رسانا، رفتارهای بخار حباب را در جریان جوششی آب فرو سرد مشاهده کردند. با تغییر آهنگ جریان گرمی و مقدار فرو سردی مایع به عنوان متغیرهای آزمایشگاهی، تغییرات کسر حجمی و چهار کمیت حباب: چگالی محل هسته سازی، فرکانس آزاد شدن حباب، زمان عمر حباب و اندازه حباب، را اندازه گیری کردند. نتایج تحلیل تصاویر نشان می داد که در شرایط آزمایشگاهی بررسی شده، سه کمیت آخر بطور قوی تابعی از قطر برخاستن حباب هستند. بنابراین کسر حجمی می تواند به صورت یک تابع ساده از چگالی محل هسته سازی و قطر بلند شدن حباب بیان شود که تأثیر قطر بلند شدن حباب بسیار بیشتر از چگالی محل هسته سازی است.

همچنین داده های آزمایشگاهی برای جریان جوشش فرو سرد در یک کانال حلقوی عمودی با سطح داخلی گرم کننده و جریان رو به بالا در فشارهای از ۱٫۰۵ تا ۳ بار، محدوده سرعت مایع از 0.08 m/s تا 0.8 m/s و فرو سردی بین ۱۰ تا ۳۰ کلون توسط پرودانویچ و همکارانش گزارش داده شد [۸]. آهنگ چگالش و رشد حباب، تغییرات اندازه و زمان عمر حباب را با

$$\frac{\rho_l \alpha_l \vec{u}_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \vec{u}_l \vec{u}_l) = -\alpha_l l \nabla P + \alpha_l \rho_l \vec{g}$$

$$7. \left[\alpha_l \mu_l^{eff} \left(\nabla \vec{u}_l + (\nabla \vec{u}_l)^T \right) \right]$$

$$\Gamma_{lg} \vec{u}_g - \Gamma_{gl} \vec{u}_l + F_{lg} \quad (4)$$

معادله مومنتوم فاز بخار:

$$\frac{\partial \rho_g \alpha_g \vec{u}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \alpha_g \vec{u}_g \vec{u}_g) = -\alpha_g \nabla P$$

$$+ \alpha_g \rho_g \vec{g} + \nabla \cdot \left[\alpha_g \mu_g^{eff} \left(\nabla \vec{u}_g + (\nabla \vec{u}_g)^T \right) \right] \quad (5)$$

$$+ (\Gamma_{gl} \vec{u}_l - \Gamma_{lg} \vec{u}_g) + F_{gl}$$

معادله انرژی فاز مایع:

$$\frac{\partial \rho_l \alpha_l H_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \vec{u}_l H_l) =$$

$$\nabla \cdot \left[\alpha_l \lambda_l \nabla T_l + \frac{\mu_{Tl}}{Pr_{Tl}} \nabla H_l \right] \quad (6)$$

$$+ (\Gamma_{lg} H_g - \Gamma_{gl} H_l)$$

معادله انرژی فاز بخار:

$$\frac{\partial \rho_g \alpha_g H_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \alpha_g \vec{u}_g H_g) = \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \left[\alpha_g \lambda_g \nabla T_g + \frac{\mu_{Tg}}{Pr_{Tg}} \nabla H_g \right]$$

$$+ (\Gamma_{gl} H_l - \Gamma_{lg} H_g)$$

در جریان جوششی فرو سرد، جمله منبع Γ_{gl} ، در معادله پیوستگی فاز مایع، آهنگ انتقال به خاطر چگالش در توده مایع فرو سرد را نشان می‌دهد. آن می‌تواند به صورت:

$$\Gamma_{lg} = \frac{h a_{if} (T_{sat} - T_l)}{h_{fg}} \quad (8)$$

بیان شود. h ضریب انتقال گرما بین فازی است که از رابطه عدد ناسلت Ranz و Marshall [۱۴] تعیین می‌شود.

برای بقای جرم، جمله منبع آهنگ انتقال جرم Γ_{gl} در معادله (۳) منفی $\Gamma_{gl} = -\Gamma_{lg}$ است، آهنگ تولید بخار بر روی دیوار با یک روش مکانیکی مدل شده است که با در نظر گرفتن جرم کل حباب‌های جدا شده از سطح گرم بدست می‌آید، به صورتی که:

$$\Gamma_{wg} = \frac{Q_e}{h_{fg} + C_{pl} T_{sub}} \quad (9)$$

سودفاکتی و همکاریانش [۱۳] از سه کد دینامیک سیالات محاسباتی، CFX-4.2، FLUENT 4.5، RELAP5/MOD3.2 برای شبیه‌سازی جریان جوشش فرو سرد در یک کانال عمودی حلقوی استفاده کردند و نتایج عددی بدست آمده از این سه کد را با توزیع کسر حجمی آزمایشگاهی مقایسه کردند. با تغییر شار گرمایی سطح، دمای فرو سرد، آهنگ جریان آب و فشار سیستم، توانایی های هر کد را در شرایط مختلف بررسی کردند. نتایج توزیع کسر حجمی نشان می‌دهد که کد یک بعدی RELAP5/MOD3.2 کمترین دقت را در مقابل دیگر کدها دارد.

نتایج توزیع کسر حجمی بدست آمده در بیشتر کارهای شبیه سازی انجام شده، ناحیه های مختلف جریان جوشش فرو سرد نشان داده شده در شکل ۱، و به خصوص موقعیت دو نقطه شروع جوشش هسته ای و شروع کسر حجمی عمده را به درستی نشان نمی‌دهند. در این کار با بدست آوردن نتایج بهتری از توزیع کسر حجمی، موقعیت های این ناحیه ها و تأثیری که بر توزیع سرعت و شدت آشفتگی دارند، را بررسی می‌کنیم.

۲- معادلات حاکم

مدل دو سیالی همراه با روش عددی اولر-اولر، کامل ترین روش برای مدل کردن جریان دو فازی می باشد. برای مدل کردن جریان جوشش فرو سرد به خاطر پیچیدگیهای آن، از این مدل استفاده می‌شود. در مدل دوسیالی مجموعه معادلات بقا برای هر فاز حل می‌شوند، که این منجر به دو معادله بقای جرم، شش معادله بقای مومنتوم و دو معادله انرژی می‌شود. در این معادلات قسمتی از قلمرو جریان که توسط هر فاز اشغال می‌شود با کسر حجمی مشخص می‌شود و برای هر دو فاز مایع و بخار به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\alpha_g = \frac{V_g}{V_l + V_g} \quad \text{و} \quad \alpha_l = \frac{V_l}{V_l + V_g} \quad (1)$$

هر فاز، سرعت، دما و خصوصیات فیزیکی مربوط به خود را دارد. فشار در یک حجم کنترل برای هر فاز یکسان فرض می‌شود، که یک تقریب خوبی است به شرطی که پدیده مرتبط با کشش سطحی یک اثر کوچک بر جریان داشته باشد. معادلات بقا برای هر فاز به صورت زیر بیان می‌شوند:

معادله پیوستگی فاز مایع:

$$\frac{\partial \rho_l \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \vec{u}_l) = \Gamma_{lg} \quad (2)$$

معادله پیوستگی فاز بخار:

$$\frac{\partial \rho_g \alpha_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \alpha_g \vec{u}_g) = \Gamma_{gl} \quad (3)$$

معادله مومنتوم فاز مایع:

$$F_{lg}^{lubrication} = -F_{gl}^{lubrication} = -\frac{\alpha_g \rho_l (\bar{u}_g - \bar{u}_l)^2}{d_b} \max\left(0, C_{w1} + C_{w2} \frac{d_b}{y_w}\right) \bar{n} \quad (13)$$

برای اجتناب کردن از نیروی کشش غیره منتظره، نیرو برای Y_w بزرگ برابر صفر است.

برای آشفته‌گی که در پراکندگی حباب تأثیر می‌گذارد، آشفته‌گی وادار می‌کند که پراکندگی به صورت یک تابع از انرژی جنبشی آشفته‌گی و گرادیان کسر حجمی مایع قرار گیرد که می‌تواند به صورت زیر بیان شود [۱۹]:

$$F_{lg}^{dispersion} = -F_{gl}^{dispersion} = -C_{TD} \rho_l k_l \nabla \alpha_g \quad (14)$$

k_l انرژی جنبشی آشفته‌گی مایع است. ثابت‌های روان‌سازی دیوار $C_{w1} = -0.01$ و $C_{w2} = 0.05$ که توسط آنتال و همکارانش [۲۰] پیشنهاد شدند، استفاده می‌شوند. مقدار پیشنهاد شده برای C_{TD} برابر ۰٫۱ است که مطابق کورول و پودوسکی [۲۰] برای نیروی پراکندگی مغشوش اتخاذ شده است.

متفاوت با مسائل جریان سیال تک‌فازی، هیچ مدل آشفته‌گی استاندارد برای جریان آشفته‌ی دو فازی سازمان‌دهی نشده است. در اکثریت کاربردهای جریان دو فازی، مدل آشفته‌گی استاندارد دو معادله‌ای $k-\varepsilon$ برای حل جریان‌های مغشوش همراه با فاز مایع پیوسته و فاز بخار پراکنده بکار می‌رود. برای سادگی، مدل $k-\varepsilon$ استاندارد درون بررسی‌های جوشش فرو سرد مختلف به کار گرفته می‌شود. بر اساس فرضیه لزجت گردابه‌ای، لزجت القا شده برشی در معادلات مومنتوم فاز بخار و فاز مایع می‌تواند به صورت جمع لزجت مولکولی و لزجت آشفته‌گی هر فاز قرار گیرد. با بکارگیری مدل ساتو [۲۱] برای آشفته‌گی القا شده از حباب، لزجت موثر به صورت کل لزجت آشفته‌گی القا شده برشی و لزجت آشفته‌گی القا شده حبابی در نظر گرفته می‌شود.

لزجت فاز مایع می‌تواند به صورت زیر بیان شود:

$$\mu_l^{eff} = \mu_l + \mu_{Tl} + \mu_{Tb} \quad (15)$$

لزجت آشفته‌گی مایع به صورت زیر داده می‌شود:

$$\mu_{Tl} = \rho_l C_\mu \frac{k_l^2}{\varepsilon_l} \quad (16)$$

و لزجت آشفته‌گی القا شده حباب مطابق با:

$$\mu_{Tb} = \rho_l C_{\mu b} \alpha_g d_b \left| \bar{u}_g - \bar{u}_l \right| \quad (17)$$

ارزیابی می‌شود. ثابت $C_{\mu b}$ یک مقدار ۰٫۱۶ دارد. لزجت موثر در فاز بخار می‌تواند حالا به صورت ساده زیر ارزیابی شود:

است. در معادله (۹) $T_{sub} = T_{sat} - T_l$ است. این آهنگ هسته‌سازی حباب در دیوار معمولاً به صورت یک شرایط مرزی خاص برای معادله پیوستگی فاز بخار محاسبه می‌شود.

جمله‌های انتقال سطحی در معادله‌های انرژی و مومنتوم با Γ_{lg} و F_{lg} نشان داده می‌شوند که جمله‌های انتقال از فاز گاز به فاز مایع را مشخص می‌کنند.

نیروی سطحی کل F_{lg} شامل نیروهای زیر می‌شود:

$$F_{lg} = F_{lg}^{drag} + F_{lg}^{lift} + F_{lg}^{lubrication} + F_{lg}^{dispersion} \quad (10)$$

جمله‌های سمت راست معادله (۱۰) به ترتیب نیروی پسا، نیروی برآ، نیروی روان‌سازی سطح و نیروی پراکندگی آشفته‌گی را نشان می‌دهند. این نیروها بطور قابل ملاحظه‌ای بر توزیع فاز های گاز و مایع درون جریان تأثیر می‌گذارند. انتقال مومنتوم سطحی میان گاز و مایع بخاطر نیروی پسا نتیجه‌ای از اثرات لزجت است که ذرات فاز پراکنده (حباب) را در جریان سیال کند می‌کند یا به آنها شتاب می‌دهد و مطابق رابطه Ishii و Zuber [۱۵] مدل شده است:

$$F_{lg}^{drag} = -F_{gl}^{drag} = \frac{1}{8} C_{Dif} \rho_l \left| \bar{u}_g - \bar{u}_l \right| \left(\bar{u}_g - \bar{u}_l \right) \quad (11)$$

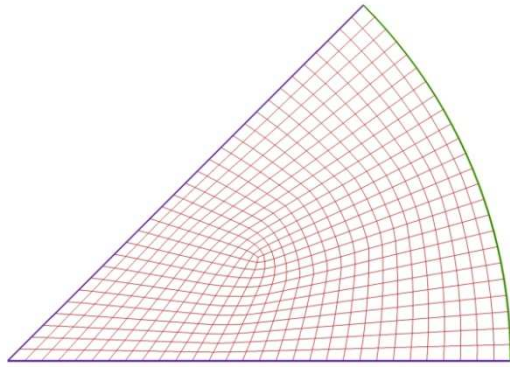
C_D برای چندین ناحیه عدد رینولدز متمایز برای حبابهای مجزا توسط Ishii و Zuber [۱۵] محاسبه شده است.

به علت گرادیان سرعت افقی، حباب‌های جدانشده از سطح در فاز مایع تحت یک نیروی برآ عرضی قرار می‌گیرند. این نیروی برآ عمود بر بردارهای سرعت نسبی و چرخشی بر حباب وارد می‌شود. نیروی برآ بر حسب سرعت لغزشی و کرل سرعت فاز مایع به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۶]:

$$F_{llg}^{lift} = -F_{gl}^{lift} = \alpha_g \rho_l C_L (\bar{u}_g - \bar{u}_l) \times (\nabla \times \bar{u}_l) \quad (12)$$

برای ضریب برآ C_L ، Wang و همکارانش [۱۷] یک مقدار $C_L = 0.01$ تخمین زدند که برای گستره وسیعی از جریانهای جوشش تحت بررسی مناسب است.

علاوه بر نیروی برآ، یک نیروی جانبی همچنین برای جلوگیری از چسبیدن حباب‌ها به دیواره‌های جامد به خاطر کشش سطحی، تشکیل می‌شود. نیروی روان‌سازی دیوار در جهت عمود و به سمت بیرون از دیوار است و مقدار آن در فاصله‌های دور از دیوار کاهش می‌یابد، به صورت زیر مدل می‌شود [۱۸]:



شکل ۲- ساختار شبکه بندی لوله در سطح مقطع

شرایط مرزی در نظر گرفته شده به این صورت است که: در ورودی لوله، شرط مرزی از نوع جرم ورودی جریان بر حسب شار جرمی می‌باشد و مقدار شار جرمی فاز بخار صفر در نظر گرفته شده است. یک مقدار فشار استاتیکی نسبی برابر با صفر در خروجی لوله مشخص شده است. شرط مرزی تقارن، برای صفحه‌های جانبی برش خورده و شرط مرزی دیوار بدون لغزش، برای دیواره خارجی لوله استفاده شده است. همچنین شرط مرزی شار گرمایی یکنواخت، در طول دیواره لوله به کار گرفته شده است. تمام معادلات بقا به روش حجم کنترل گسسته شدند و از طرح بالادست مرتبه اول برای تمام معادلات استفاده شد. الگوریتم SIMPLE نیز برای جفت شدگی سرعت و فشار استفاده شد. برای بررسی عدم وابستگی تحلیل به شبکه بندی، چندین شبیه‌سازی با استفاده از افزایش تدریجی تعداد المان شبکه انجام شد. تعداد المان شبکه از ۹۲۰۰۰ شروع و تا ۴۳۴۰۰۰ ادامه داشت، اما برای شبکه بندی‌های با ۳۱۰۰۰۰ المان به بالاتر، در پروفیل‌های سرعت مایع و کسر حجمی بخار هیچ تغییری دیده نشد.

جوشش فرو سرد در کد تجاری FLUEN 6.3.26 مدل نشده است، بنابراین برای شبیه‌سازی جریان جوشش فرو سرد، کمیت‌های مختلف این جریان از جمله تقسیم‌بندی شار گرمایی دیوار، آهنگ تولید بخار در دیوار، نیروها و غیره با استفاده از تابع‌های تعریف شده کاربر^۱ کد نویسی شده و در کد تجاری دینامیک سیالات محاسباتی اجرا شدند. کدهای نوشته شده به سه صورت در مدل اعمال شده اند: ۱- شرایط مرزی: مانند شار گرمایی دیوار که به صورت شرایط مرزی گرمایی بر روی دیوار اعمال شده است. ۲- خصوصیات جریان: مانند لزجت آشفته‌گی القا شده حساب که در هر بار حل معادلات در هر المان بدست آمده و در معادلات بکار می‌رود. ۳- جمله منبع در معادلات بقا:

$$\mu_g^{eff} = \mu_l^{eff} \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad (18)$$

مدل مکانیکی قسمت‌بندی شار گرمایی Kurul و Podowski [۲۰] با موفقیت خوبی در خیلی بررسی‌های دینامیک سیالات محاسباتی جریان‌های جوشش فرو سرد بکار رفته است. در اساس، این مدل شار گرمایی دیوار را در سه مولفه شار گرمایی قسمت‌بندی می‌کند. این سه مولفه: (۱) انتقال گرما از طریق رسانش به لایه فوق گرم روی دیوار (جوشش هسته‌ای یا سریع خنک شدن سطح)، Q_c ؛ (۲) انتقال گرما از طریق تبخیر یا تولید بخار، Q_e ؛ و (۳) انتقال گرما از طریق همرفتی آشفته‌گی، Q_c ؛ هستند. قسمت‌بندی شار گرمایی تی دیوار می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$Q_w = Q_c + Q_e + Q_c \quad (19)$$

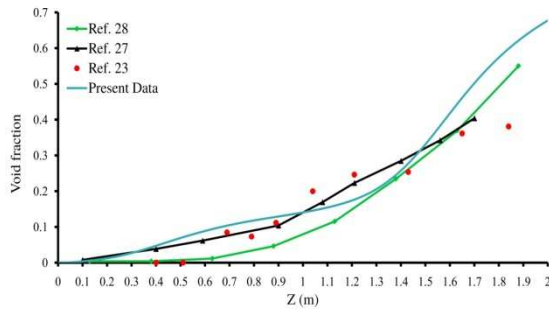
جزئیات مربوط به این شارهای گرمایی در منابع مختلفی (مانند [۲۲]) ذکر شده‌اند، بنابراین آنها در اینجا تکرار نخواهند شد. در این کار جریان جوشش فرو سرد در یک لوله عمودی در نظر گرفته شده است. یک لوله به قطر ۲۴ میلی‌متر و طول ۲ متر که آب فرو سرد از پائین وارد آن می‌شود. شبیه‌سازی عددی جریان جوشش فرو سرد در لوله در سه سطح فشار انجام شده است و در هر سطح فشار، دو شار گرمایی دیوار مختلف در نظر گرفته شده است. جزئیات مربوط به دمای ورودی آب، فشار، شار جرمی ورودی و غیره در جدول ۱ نشان داده شده است. دلیل انتخاب این موارد به این خاطر است که بتوان نتایج بدست آمده را با داده‌های آزمایشگاهی Bartolemei و Chanturiya [۲۳] مقایسه کرد.

جدول ۱- جزئیات موارد در نظر گرفته شده

موارد	$T_{sub,in} (^{\circ}C)$	$T_{in} (^{\circ}C)$	$P_{out} (MPa)$	$G (kg/m^2s)$	$q'' (kW/m^2)$
(۱)	۲۲٫۶	۱۷۷٫۴	۱٫۵	۸۹۰	۳۸۰
(۲)	۵۰٫۹	۱۴۹٫۱	۱٫۵	۸۹۰	۷۹۰
(۳)	۲۵٫۰	۲۱۰٫۰	۳٫۰	۸۹۰	۳۸۰
(۴)	۴۸٫۱	۱۸۶٫۹	۳٫۰	۸۹۰	۷۹۰
(۵)	۲۴٫۰	۲۳۱٫۰	۴٫۵	۸۹۰	۳۸۰
(۶)	۵۰٫۰	۲۰۵٫۰	۴٫۵	۸۹۰	۷۹۰

تحلیل عددی جریان جوشش فرو سرد در لوله به روش دینامیک سیالات محاسباتی با استفاده از کد تجاری FLUENT 6.3.26 انجام شد. برای کاهش هزینه‌های محاسباتی یک هشتم از لوله به عنوان دامنه محاسباتی در نظر گرفته شده است. یک ساختار شبکه بندی نوعی به کار رفته در لوله در شکل ۲ نشان داده شده است.

^۱ User Defined Function



شکل ۴- مقایسه کسر حجمی محوری (مورد (۱))

در فاصله ۰٫۱۲ متری کسر حجمی از مقدار صفر با شیب کم شروع به افزایش می‌کند تا اینکه در فاصله ۱٫۳ متری روند افزایش آن شیب تندتری پیدا می‌کند. از ابتدای لوله تا فاصله ۰٫۱۲ متری منطقه تک فاز است که انتقال گرما همرفتی اجباری اتفاق می‌افتد. در فاصله بین ۰٫۱۲ تا ۱٫۳ متری منطقه بسیار فرو سرد و از فاصله ۱٫۳ متری تا انتهای لوله منطقه اندکی فرو سرد در لوله می‌باشند. بنابراین دو محل ۰٫۱۲ و ۱٫۳ متری را می‌توان دو نقطه شروع جوشش و شروع کسر حجمی عمده دانست. در مقایسه با نتایج عددی [۲۷ و ۲۸]، نتایج بدست آمده از این کار مکان نقطه شروع جوشش و حتی نقطه تولید بخار خالص را خیلی بهتر و دقیق تر نشان می‌دهد. همچنین دو منطقه بسیار فرو سرد و اندکی فرو سرد به خوبی از نتایج بدست آمده در این کار قابل تشخیص است که در دیگر داده‌های عددی تمایز میان این دو منطقه مشخص نیست. موقعیت دو نقطه شروع جوشش و شروع کسر حجمی عمده را می‌توان از یک سری بررسی‌های تحلیلی بدست آورد، که برای مقایسه با موقعیت‌های بدست آمده از این کار، در ادامه آورده شده‌اند. یک توازن انرژی موقعیت نقطه شروع جوشش هسته‌ای (ONB) را مشخص می‌کند:

$$z_{ONB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \times \left[\frac{(T_{sat} - T_{l,in}) + (\Delta T_{sat})_{ONB}}{q''} - \frac{1}{h_l} \right] \quad (20)$$

جائی که

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat} \quad (21)$$

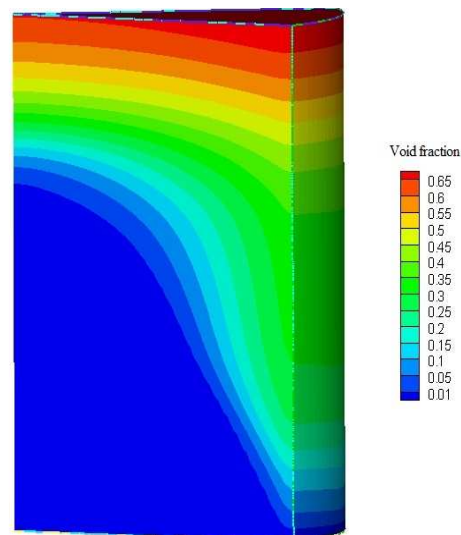
ضریب انتقال گرما همرفتی، h_l ، در جریانهای مایع مغشوش توسط رابطه دیتوس و بولتر [۲۹] داده می‌شود:

$$\frac{h_l D}{k_l} = 0.023 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (22)$$

مانند، آهنگ انتقال به خاطر چگالش که در هر بار حل معادلات در هر المان بدست آمده و در معادلات بکار می‌رود.

۳- نتایج

کمیت بسیار مهم در جریان دو فاز کسر حجمی فاز بخار در کانال جریان است [۲۴]. پیش بینی درست و مناسب کسرهای حجمی در جریان جوشش فرو سرد یک مرحله مهم در مدل کردن آن است، زیرا کسرهای حجمی به شدت بر انتقال های الگوی جریان تأثیر می‌گذارند [۲۵]. همچنین Thome [۲۶] تأکید کرده است که پیش بینی مناسب کسر حجمی در رابطه با خصوصیات کلی جریان، بسیار با اهمیت است. بنابراین، پیش بینی مناسب پروفیل کسر حجمی یک شاخص خوب برای بررسی دقت و اثر مدل عددی است. در شکل ۳ کانتورهای سه بعدی توزیع کسر حجمی در طول لوله در مورد (۱) جدول ۱ نشان داده شده است.



شکل ۳- توزیع سه بعدی کسر حجمی (مورد (۱))

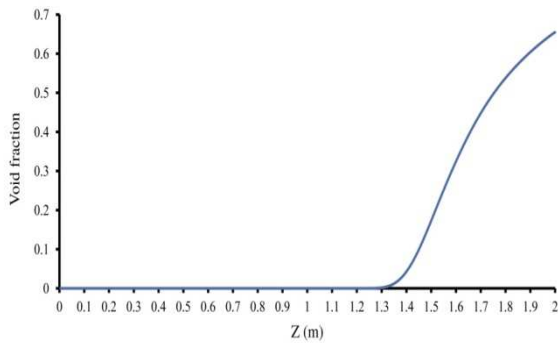
توزیع کسر حجمی محوری به دست آمده در مورد (۱) جدول ۱، با داده های آزمایشگاهی بارتولمی و چانتوریا [۲۳] در شکل ۴ با هم مقایسه شده اند. همچنین در شکل (۴)، نتایج عددی کار لارسن و تانگ [۲۷] و نتایج حاصل از کد RELAP5/Mod3.2 که توسط دگال و چاکر [۲۸] انجام شد، آورده شده است. همانطور که از شکل ۴ پیداست، کسر حجمی‌های بدست آمده تطابق بسیار خوبی با داده‌های آزمایشگاهی [۲۳] دارند.

جدول ۲- مقایسه موقعیت‌های طولی ONB و OSV

رابطه ۲۰	کار حاضر	
۰٫۱۳ m	۰٫۱۲ m	موقعیت طولی ONB
رابطه ۲۶	کار حاضر	
۱٫۳۳۲ m	۱٫۳ m	موقعیت طولی OSV

موقعیت شروع کسر حجمی عمده بدست آمده در کار حاضر و مقداری که از رابطه (۲۶) بدست می آید و موقعیت های طولی نقطه شروع جوشش بدست آمده از این کار و رابطه (۲۰) در تطابق بسیار خوبی هستند.

در نقطه شروع کسر حجمی عمده، حباب‌های بخار به مرکز لوله می‌رسند و بنابراین کسر حجمی با شیب تندتری افزایش می‌یابد. در شکل ۵ توزیع کسر حجمی در طول محور لوله نشان داده شده است. در فاصله ۱٫۳ متری تا انتهای لوله مقادیر کسر حجمی بر روی محور لوله غیر صفر هستند و یک توزیع سهموی دارد و نشان می‌دهد که در این فاصله حباب‌های بخار به مرکز لوله رسیده‌اند.



شکل ۵- توزیع کسر حجمی بر روی محور لوله

همانطور که در جدول ۲ مشاهده می‌شود، موقعیت طولی نقطه شروع کسر حجمی عمده ۱٫۳ متری است و از شکل ۵ نیز مشخص است در این موقعیت حباب‌ها به مرکز لوله رسیده‌اند. در شکل ۶ توزیع محوری دمای مایع در سه موقعیت شعاعی مختلف نشان داده شده است. بر اثر انتقال گرما، دمای مایع در طول لوله افزایش می‌یابد و بعد از رسیدن به دمای اشباع ثابت می‌ماند. همانطور که انتظار می‌رفت دمای مایع نزدیک دیواره گرم به دمای بیشتر از دمای اشباع می‌رسد.

جائیک ه k_l رسانایی گرمایی مایع، Re_l و Pr_l به ترتیب عدد رینولدز و عدد پرانتل هستند که به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$Re_l = \frac{GD}{\mu_l} \quad (23)$$

$$Pr_l = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_l} \quad (24)$$

خصوصیات در معادله (۲۲) در دمای فیلم، $[T_l|_{z_{ONB}} + T_w|_{z_{ONB}}]/2$ ، ارزیابی می‌شوند و در حالی که گرمای ویژه مایع در دمای متوسط $[T_l|_{z_{ONB}} + T_l|_{in}]/2$ معین می‌شود.

اختلاف دمای فرا گرم دیوار $(\Delta T_{sat})_{ONB}$ ، با رابطه Frost و Dzakowic [۳۰] تخمین زده می‌شود:

$$(\Delta T_{sat})_{ONB} = \left(\frac{8\sigma q'' T_{sat}}{k_f h_{fg} \rho_g} \right)^{0.5} Pr_l \quad (25)$$

k_f رسانایی گرمایی مایع اشباع است. در معادله (۲۵)، خصوصیات در دمای اشباع محاسبه می‌شوند. همچنین می‌توان با توازن گرمایی موقعیت نقطه شروع کسر حجمی عمده (OSV)، را تخمین زد:

$$z_{OSV} = z_{ONB} + \left[h_l|_{T_l, z_{OSV}} - h_l|_{T_l, z_{ONB}} \right] \frac{GD}{4q''} \quad (26)$$

$T_l|_{z_{OSV}}$ از طریق رابطه‌ای که ساها و زوبر [۳۱] برای دمای فرو سرد ΔT_{OSV} ، در نقطه شروع کسر حجمی عمده پیشنهاد داده‌اند، بدست می‌آید:

$$\begin{cases} \Delta T_{OSV} = 0.0022 \frac{q'' D}{k_l} & Pe < 70000 \\ \Delta T_{OSV} = 153.8 \frac{q''}{Gc_{pl}} & Pe > 70000 \end{cases} \quad (27)$$

به طوری که:

$$\Delta T_{OSV} = T_{sat} - T_l|_{z_{OSV}} \quad (28)$$

$$Pe = \frac{G D c_{pl}}{k_l} \quad (29)$$

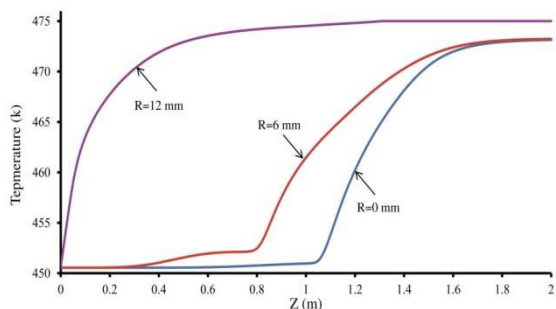
در جدول ۲، موقعیت طولی نقاط شروع جوشش هسته‌ای و شروع کسر حجمی عمده که به ترتیب از روابط (۲۰) و (۲۶) بدست می‌آیند با مقادیر بدست آمده از این کار، مقایسه شده‌اند.

از ابتدای لوله تا فاصله ۱٫۳ متری توده مایع فرو سرد بر بیشتر فضای لوله حاکم است و به خاطر حباب‌های که بر روی دیوار گرم ایجاد شده اند، سرعت متوسط مایع با شیب بسیار کمی افزایش می‌یابد، ولی از فاصله ۱٫۳ متری تا انتهای لوله، چون حباب‌های بخار در کل فضای لوله پخش می‌شوند باعث می‌شود که سرعت متوسط مایع با شیب تندتری افزایش یابد. تولید حباب، باعث می‌شود که مقداری آشفته‌گی در جریان القا شود. برای بررسی کیفی میزان آشفته‌گی القا شده، از کمیت شدت آشفته‌گی استفاده می‌کنیم. شدت آشفته‌گی به صورت نسبت ریشه میانگین مربع نوسانات سرعت به سرعت میانگین جریان تعریف می‌شود [۳۲]:

$$I = \frac{u'}{U_m} \quad (30)$$

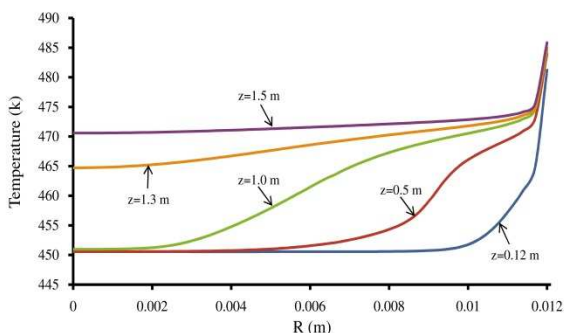
روند افزایش شدت آشفته‌گی در طول لوله در شکل ۹ نشان داده شده است. مقادیر شدت آشفته‌گی در دو منطقه بسیار فرو سرد و اندکی فرو سرد با دو شیب متفاوت افزایش می‌یابد. همانطور که از شکل ۹ مشخص است شیب نمودار در منطقه اندکی فرو سرد بیشتر از شیب نمودار در منطقه بسیار فرو سرد است.

تمام نتایج آورده شده در بالا برای شرایط مورد (۱) از جدول ۱ می‌باشد. برای بقیه موارد ذکر شده در جدول ۲ نیز نتایج به خوبی با داده‌های آزمایشگاهی بارتولمی و چانتوریا [۲۳] تطابق دارند. به عنوان نمونه، توزیع کسر حجمی محوری در مورد (۳)، با داده‌های آزمایشگاهی بارتولمی و چانتوریا [۲۳] در شکل ۱۰ مقایسه شده‌اند، که تطابق خوبی میان آنها، به خصوص در ناحیه‌های کسر حجمی زیاد، وجود دارد. اختلاف میان نتایج عددی بدست آمده با نتایج تجربی به این خاطر است که بعضی پدیده‌ها (مانند لغزش حبابها و به هم پیوستن آنها بر روی دیوار و یا به هم پیوستن حبابها در حجم سیال) در این کار مدل نشده است و همچنین مدل نکردن این پدیده‌ها باعث می‌شود که با تغییر شرایط مرزی و شرایط جریان، اختلاف نتایج عددی با نتایج تجربی نیز تغییر کند. در شکل ۱۰ نتایج شبیه‌سازی انجام شده با نتایج عددی تانگ و لارسن [۲۷] و نتایج کد RELAP5/Mod3.2 [۲۸] نیز مقایسه شده است.



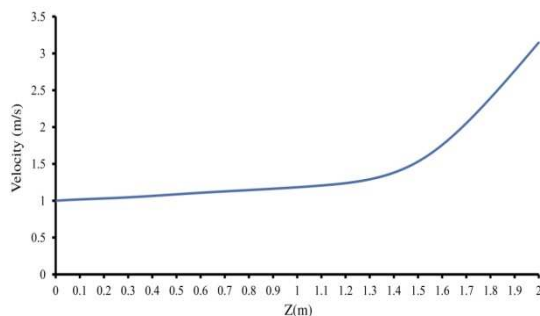
شکل ۶- توزیع دمای مایع در طول لوله در سه موقعیت شعاعی

در شکل ۷ توزیع شعاعی دمای مایع در چهار موقعیت مختلف طولی نشان داده شده است. عدم تعادل ترمودینامیکی در شکل ۷ کاملاً آشکار است. در قسمت‌های از لوله که حباب بر سطح گرم تشکیل شده‌اند (به عنوان مثال در فاصله ۱۲۰ میلی متری) دمای مایع نزدیک سطح گرم بیشتر از دمای اشباع است در حالی که دمای مایع در مرکز لوله کمتر از دمای اشباع می‌باشد. با انتقال گرما به مایع در طول لوله دمای توده مایع افزایش می‌یابد و به دمای اشباع نزدیک می‌شود و این شرایط عدم تعادل به تدریج در طول لوله کاهش می‌یابد و دمای مایع هم به یک توزیع یکنواخت شعاعی می‌رسد.



شکل ۷- توزیع شعاعی دمای مایع در موقعیت‌های طولی مختلف

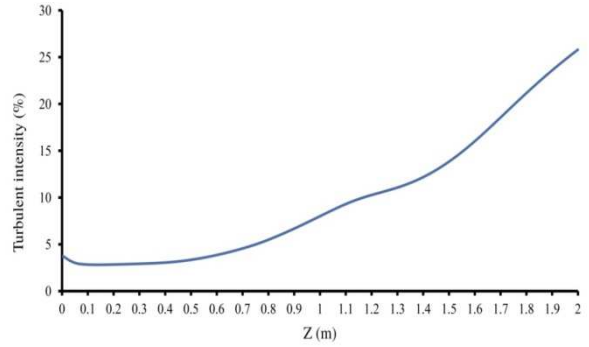
سرعت متوسط مایع در طول لوله در شکل ۸ نشان داده شده است. به دلیل چگالی کمتر بخار نسبت به فاز مایع و افزایش تولید بخار در طول لوله، سرعت مایع افزایش می‌یابد.



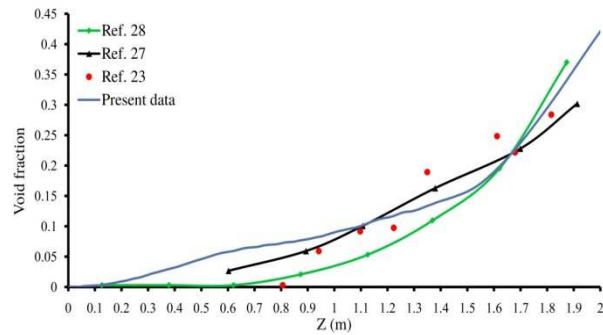
شکل ۸- سرعت متوسط مایع در طول لوله

نمادها

غلظت ناحیه بین سطحی	a_{if}
ضریب پسا	C_D
ضریب برآ	C_L
ضریب پراکندگی آشفتگی	C_{TD}
گرمای مخصوص	C_P
ثابت‌های روانسازی دیوار	C_{w2} و C_{w1}
ثابت آشفتگی = ۰.۰۹	C_μ
ثابت آشفتگی القا شده حباب	$C_{\mu b}$
قطر حباب	d_b
قطر لوله	D
عمل نیروهای بین سطحی از بخار به مایع	F_{lg}
عمل نیروهای بین سطحی از مایع به بخار	F_{gl}
نیروی پسا	F_{lg}^{drag}
نیروی برآ	F_{lg}^{lift}
نیروی روانسازی دیوار	$F_{lg}^{lubrication}$
نیروی پراکندگی آشفتگی	$F_{lg}^{dispersion}$
بردار گرانش	\vec{g}
شار جرمی	G
ضریب انتقال گرما بین فازی در معادله (۸)	h
ضریب انتقال گرما مایع در معادله (۲۰)	h_l
گرمای نهان تبخیر	h_{fg}
آنتالپی	H
شدت آشفتگی	I
انرژی جنبشی آشفتگی و رسانایی گرمایی	k
گرما رسانش	
بردار عمود بر سطح	\vec{n}
عدد پکلت	Pe
شار گرمایی	q''
شار گرمایی دیوار	Q_w
انتقال گرما به خاطر جابه جایی اجباری	Q_c
انتقال گرم به خاطر تبخیر	Q_e
انتقال گرما از طریق رسانش به لایه فوق	Q_q
گرم روی دیوار	
دما	T
اختلاف در دما	ΔT
فشار	P
بردار سرعت	\vec{u}
ریشه میانگین مربع نوسانات سرعت	u'



شکل ۹- روند افزایش شدت آشفتگی در طول لوله



شکل ۱۰- توزیع کسر حجمی محوری (مورد (۳))

۴- نتیجه گیری

جریان جوشش فرو سرد در یک لوله عمودی به روش عددی دینامیک سیالات محاسباتی با مدل دو سیالی و روش اولر- اولر شبیه سازی شد. برای شبیه سازی جریان جوشش فرو سرد، کمیت‌های مختلف این جریان از جمله تقسیم بندی شار گرمایی دیوار، آهنگ تولید بخار در دیوار و غیره با استفاده از تابع‌های تعریف شده کاربر کد نویسی شده و در کد تجاری دینامیک سیالات محاسباتی اجرا شدند. نتیجه بسیار مهم جریان جوشش فرو سرد توزیع کسر حجمی می باشد، و توزیع کسر حجمی بدست آمده با نتایج آزمایشگاهی بارتولمی و چانتوریا [۲۳] تطابق بسیار خوبی داشته‌اند. همچنین توزیع کسر حجمی با نتایج عددی دیگری [۲۷ و ۲۸] نیز مقایسه شده‌اند که مناطق مختلف اندکی فرو سرد و بسیار فرو سرد را بسیار بهتر نشان می‌دهد. علاوه بر این موقعیت دو نقطه شروع جوشش و شروع کسر حجمی عمده با مقادیری که از روابط تحلیلی به دست می‌آید، تطابق خوبی دارند. در منطقه اندکی فرو سرد که حباب‌های بخار در فضای کل لوله پخش شده‌اند، به شدت بر سرعت و شدت آشفتگی جریان تأثیر می‌گذارند، بطوریکه الگوی جریان را تغییر داده و باعث افزایش شدید سرعت جریان و شدت آشفتگی می‌شود.

[3] Zeitoun, O., and Shoukri, M., "Axial void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, pp. 857-867, 1997.

[4] Prodanovic, V., "Bubble Behaviour in Subcooled Flow Boiling at Low Pressures and Flow Rates", Ph.D. Thesis, University of British Columbia, Vancouver, Canada, 2001.

[5] Guan, P., Jia, L., Yin, L., Wang, S., "Experimental Investigation of Bubble Behaviors in Subcooled Flow Boiling", Journal of Thermal Science, Vol. 21, No. 2, pp. 184-188, 2012.

[6] Edelman, Z. and Elias, E., "Void fraction distribution in low flow rate subcooled boiling", Nuclear Engineering and Design, Vol. 66, pp. 375-382, 1981.

[7] Okawa, T., Kubota, H., Ishida, T., "Simultaneous measurement of void fraction and fundamental bubble parameters in subcooled flow boiling", Nuclear Engineering and Design, Vol. 237, pp. 1016-1024, 2007.

[8] Prodanovic, V., Fraser, D., Salcudean, M., "Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, pp. 1-19, 2002.

[9] Koncar, B., Kljenak, I., Mavko, B., "Modelling of local two-phase flow parameters in upward subcooled flow boiling at low pressure", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, pp. 1499-1513, 2004.

[10] Končar, B., Krepper, E., Egorov, Y., "CFD modeling of subcooled flow boiling for nuclear engineering applications", International Conference Nuclear Energy for New Europe Bled, Slovenia, September 5-8, 2005.

[11] Končar, B., Krepper, E., "CFD simulation of refrigerant boiling in vertical annulus", Workshop on Modelling and Measurements of Two-Phase Flow and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies Stockholm, Sweden, 10-11 October, 2006.

[12] Delhaye, J.M., Maugin, F., Ochterbeck, J.M., "Void fraction predictions in forced convective subcooled boiling of water between 10 and 18 MPa", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, pp. 4415-4425, 2004.

[13] Soodphakdee, D., Tu, J., Behnia, M., "CFD Code Benchmark on Void Fraction Distribution in Subcooled Flow Boiling of a

سرعت میانگین جریان U_m

حجم V

فاصله نقطه کناری عمود بر سطح دیوار Y_w

مختصات دکارتی در طول لوله (فاصله از

ابتدای لوله) z

نمادهای یونانی

کسر حجمی α

آهنگ پراکندگی آشفته ε

رسانایی گرمایی λ

لزجت μ

لزجت آشفته μ_T

لزجت موثر μ^{eff}

چگالی ρ

کشش سطحی σ

انتقال جرم بین سطحی از بخار به مایع Γ_{lg}

انتقال جرم بین سطحی از مایع به بخار Γ_{gl}

آهنگ تولید حباب بخار بر روی دیوار Γ_{wg}

زیرنویس ها

مایع اشباع f

بخار g

ورودی in

مایع l

شروع جوشش هسته ای ONB

شروع کسر حجمی عمده OSV

خروجی out

اشباع sat

فرو سرد sub

آشفته‌گی القا شده حباب Tb

دیوار w

مراجع

[1] Shirakawa, N., Yamamoto, Y., Horie, H., and Tsunoyama, S., "Analysis of subcooled boiling with the two-fluid particle interaction method", Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 40., pp. 125-135, 2003.

[2] Serizawa, A., and Kenning, D.B.R., "A study of forced convective subcooled flow boiling", Tech. Rep., Inst. Atomic energy, Kyoto University, 1979.

- International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 128-139, 2004.
- [25] Koncar, B., Mavko, B., "Modelling of low-pressure subcooled flow boiling using the RELAP5 code", Nuclear Engineering and Design, Vol. 220, pp. 255-273, 2003.
- [26] Thome, J.R., "Update on advances in flow pattern based two-phase heat transfer models", Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 29, pp. 341-349, 2005.
- [27] Larsen, P.S., Tong, L.S., "Void fraction in subcooled flow boiling", Journal of Heat Transfer, Vol. 91, pp.471-476, 1969.
- [28] Deghal, A.L., Chaker, A., "Numerical Study of Subcooled Boiling In Vertical Tubes Using Relap5/Mod3.2", Journal of Electron Devices, Vol. 7, pp. 240-245, 2010.
- [29] Kays, W.M., Crawford, M.E., and Weigand, B., "Convective Heat and Mass Transfer", 4th Ed., McGraw-Hill, Boston, 2005.
- [30] Frost, W., Dzakowic, G.S., "An extension of the method of predictive incipient boiling on commercially finished surfaces", International ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Seattle, 1967.
- [31] Saha, P., Zuber, N., "Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling", Fifth International Heat Transfer Conference, Tokyo, paper B4.7, 1974.
- [32] FLUENT Incorporated. FLUENT 6.3 user's guide. Lebanon, New Hampshire. USA, 2007.
- Concentric Annular Tube at Low Pressure", 14th Australasian Fluid Mechanics Conference Adelaide University, Adelaide, Australia 10-14 December, 2001.
- [14] Ranz, W. E., Marshall, W. R., "Evaporation from droplets: parts I and II", Chemical Engineering Progress, Vol. 48, pp. 141-148, 1952.
- [15] Ishii, M., Zuber, N., "Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows", American institute of chemical engineering journal, Vol. 25, pp. 843-855, 1979.
- [16] Drew, D. A., Lahey, R. T. Jr., "Application of general constitutive principles to the derivation of multi-dimensional two-phase flow equation", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 5, pp. 243-264, 1979.
- [17] Wang, S. K., Lee, S. J., Lahey, R. T. Jr., Jones, O. C., "3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly twophase flows", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 13, pp. 327-343, 1987.
- [18] Lopez de Bertodano, M. "Tubulent bubbly two-phase flow in a triangular duct", Ph.D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1992.
- [19] Antal, S. P., Lahey, R. T. Jr., Flaherty, J. E., "Analysis of phase distribution and turbulence in dispersed particle/liquid flows", Chemical Engineering Communication, Vol. 174, pp. 85-113, 1991.
- [20] Kurul, N., Podowski, M. Z., "Multi-dimensional effects in forced convection subcooled boiling", Proceedings of the 9th Heat Transfer Conference, Jerusalem, Israel, Hemisphere Publishing Corporation, 2, 21-26, 1990.
- [21] Sato, Y., Sadatomi, M., Sekoguchi, K., "Momentum and heat transfer in two-phase bubbly flow-I", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 7, pp. 167-178, 1981.
- [22] Tu, J. Y., Yeoh, G. H., "On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows", International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 45, pp. 1197-1209, 2002.
- [23] Bartolemei, C.C., Chanturiya, V.M., "Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes", Thermal Engineering, Vol. 14, pp. 123-128, 1967.
- [24] Thome, J.R., "Boiling in microchannels: a review of experiment and theory",