

مطالعه عددی اثر مه در انتقال حرارت یک جت مغشوش هوا بر خوردی به صفحه تخت دما ثابت

علی سعیدی^۱، محمد مقیمان^۲، محمد مهدی هیهات^۲

^۱ هیات علمی دانشگاه آزاد اسلامی واحد گناباد - Ali.saeedi@stu-mail.um.ac

^۲ استاد گروه مهندسی مکانیک- دانشکده مهندسی دانشگاه فردوسی مشهد- mmoghiman@yahoo.com

^۳ دانشجوی دکتری مهندسی مکانیک- دانشکده مهندسی مکانیک دانشگاه تهران- mh_heyhat@yahoo.com

چکیده

در مقاله حاضر یک جت محبوس^۱ دو بعدی متقارن محوری مغشوش هوا، برخورد کننده به صفحه تخت دما ثابت به صورت عددی شبیه‌سازی شده و عدد نوسلت در حالت جت تک فاز و مه‌آلود مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. نتایج تغییر عدد نوسلت با عدد رینولدز برای جت تک فاز با نتایج آزمایشگاهی و عددی در دسترس مقایسه شده و توافق مطلوبی را نشان می‌دهد. تغییرات عدد نوسلت در حالت تک فاز در برابر تغییر عدد رینولدز نشان می‌دهد که برای افزایش ۳/۵ برابری ضریب انتقال حرارت در محل سکون جت نیاز به ۸ برابر کردن سرعت هوای ورودی است. در حالت دو فازی که هوا در بردارنده قطرات بسیار کوچک آب (کمتر از $100 \mu\text{m}$) است، نتایج تاثیر قابل توجه قطرات در افزایش انتقال حرارت را نشان می‌دهد. به عنوان نمونه با شرایط ثابت هوا، قطرات $20 \mu\text{m}$ با دبی جرمی به میزان ۵٪ دبی جرمی هوای ورودی می‌توانند عدد نوسلت را در محل سکون جت بیش از ۳/۵ برابر افزایش دهند. همچنین مشاهده می‌شود که افزایش قطر قطرات تاثیر بیشتر خنک‌کنندگی آنها در پایین دست محل برخورد جت را سبب شده در حالی که قطرات کوچک‌تر در محل برخورد جت تاثیر بیشتری دارند.

کلمات کلیدی: جت برخوردی، جریان مغشوش، جریان مه‌آلود، انتقال حرارت، لاگرانژی، اوپلری

۱. مقدمه

جت‌های برخوردی در بسیاری از کاربردهای صنعتی جهت حصول ضرایب انتقال حرارت بالا در سرمایش و گرمایش مورد توجه هستند. از نمونه کاربردهای آن می‌توان به صنایع شیشه‌سازی، فلزکاری، کاغذسازی، سامانه یخ‌زدایی در هواپیما، خنک‌کاری پره‌های توربین و قطعات رایانه‌ای و الکترونیکی اشاره نمود [۱]. جت‌های برخورد کننده را می‌توان به دو نوع جت محبوس و جت غیر محبوس^۲ طبقه‌بندی نمود که در جت محبوس، سیال در مسیر توسعه شعاعی تحت تاثیر یک مرز قرار دارد.

نیاز به سیستم‌های با راندمان بالا، کاهش مصرف انرژی و نرخ انتقال حرارت زیاد تحقیق و بررسی در زمینه روش‌های افزایش انتقال حرارت را مورد توجه قرار داده است. جریان دوفازی گاز-قطره با قطرات بسیار ریز آب (با قطر کمتر از $100 \mu\text{m}$) که به عنوان

جریان مه‌آلود^۳ نامیده می‌گردد، از مؤثرترین روش‌ها برای افزایش نرخ انتقال حرارت در زمینه سرمایش شناخته شده است [۲]. در مطالعه و بررسی جریان مه‌آلود عمده کارهای انجام گرفته به صورت آزمایشگاهی بوده است.

هیات و لارسن [۳] جریان جابجایی اجباری دو فازی درون لایه مرزی روی یک سطح خشک همدم را که شامل فاز گاز و ذرات مایع پراکنده شده بود را به صورت تجربی مورد بررسی قرار دادند. در آزمایشی که ایهارا و همکاران [۴] ترتیب دادند، انتقال حرارت از یک لبه در جریان مه‌آلود آب-هوا با نسبت جرمی قطرات ۰ تا ۰/۰۳ مورد بررسی قرار گرفت. طبق مشاهدات آنها افزایش مقدار کمی از قطرات آب به هوا می‌تواند ضریب انتقال حرارت را به ۲ تا ۱۴ برابر نسبت به حالت تک‌فاز افزایش دهد. سوزبیر و یائو [۵]، چانگ و یائو [۶]، اورتیز و گونزالز [۷]، آزمایشاتی را برای جریان مه‌آلود انجام دادند. آنها نازل‌های هوا-قطره استفاده نمودند و در نتایج‌شان دریافتند که انتقال حرارت به پارامترهای مهمی شامل قطر قطره، دمای سطح و عدد وبر قطره وابسته است. ترخوف و پاخاموف [۸] در مطالعه‌ای عددی، انتقال حرارت از یک صفحه تخت همدم در جریان آرام مه‌آلود را مورد بررسی قرار دادند. آنها نشان دادند که با افزایش غلظت فاز مایع در جریان آزاد، نرخ انتقال حرارت میان سطح و مخلوط گاز-قطره به شدت افزایش می‌یابد در حالی که افزایش اصطکاک در دیواره ناچیز است. آنها در تحقیقی دیگر [۹] جریان متلاطم گاز-قطره درون لوله را در حالتی که تغییر فاز روی می‌داد را به صورت عددی مدل نمودند. شکوهمند و همکاران [۱۰] یک جت آرام مه‌آلود را به صورت عددی بررسی و اثر قطرات آب در افزایش انتقال حرارت و نیروی بویانسی را مورد توجه قرار دادند. از آنجا که در جریان‌های مه‌آلود فرآیند تبخیر و تغییر فاز قطرات روی می‌دهد و این فرآیند به بسیاری از پارامترهای حرارتی و هیدرودینامیکی جریان بستگی دارد، در تئوری این نوع جریان برای آسان‌تر شدن مسئله فرضیات زیادی صورت می‌گیرد. این موضوع به محققان این زمینه اجازه نمی‌دهد که به بیان یک تئوری مناسب و کامل حتی برای حالت ساده فیزیکی جریان آرام پردازند [۸].

در این مقاله یک جت محبوس مغشوش دو بعدی متقارن محوری با فاز حامل هوا و قطرات بسیار ریز آب به عنوان فاز پراکنده به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته است. در این راستا مساله به صورت تک فاز با دیدگاه اوپلری حل شده و تغییرات عدد نوسلت با نتایج قابل دسترس مقایسه شده و توافق مطلوبی را نشان می‌دهند.

^۱ Confined

^۲ Unconfined

^۳ Mist flow

$$\nabla(\alpha_c \rho_c \tilde{u}_i h_c) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla(T_c)) + \frac{2\pi k_c}{V} \sum_k \left(\frac{Nu}{2} \right)_k d_k (T_{d,k} - T_c) - \frac{1}{V} \sum_k \dot{m}_k \left(h_{s,k} + \frac{v_{i,k}^2 - \tilde{u}_i^2}{2} \right) - \frac{3\pi \mu_c}{V} \sum_k d_k f_k |\tilde{u}_i - v_{i,k}|^2 \quad (3)$$

$$\tilde{u}_i \nabla(\alpha_c \rho_c k_v) = \nabla \cdot (\nabla(\alpha_c \rho_c D k_v)) + \frac{1}{V} \sum_k \dot{m}_k \quad (4)$$

معادلات فوق دارای ترم‌های چشمه و چاه هستند که اثر فاز پراکنده بر فاز پیوسته را وارد معادلات می‌نمایند.

۲-۳ معادلات فاز پراکنده

با نوشتن معادلات حرکت قطره، انرژی و تغییر قطر آن می‌توان ترم‌های چشمه و چاه را محاسبه و اثر دو فاز بر یکدیگر را اعمال کرد. مسیر قطره به وسیله انتگرال‌گیری از موازنه نیرو بر قطره شامل نیروهای پسا، گرانشی و سایر نیروهای خارجی پیش‌بینی می‌شود. موازنه نیرو را به صورت زیر می‌توان نوشت [۱۳]:

$$\frac{d\vec{v}_d}{dt} = F_D (\vec{v}_a - \vec{v}_d) + \frac{g(\rho_d - \rho_a)}{\rho_d} + \vec{F} \quad (5)$$

عبارت \vec{F} شامل کلیه نیروهای خارجی به قطره به جز نیروی پسا و $g(\rho_d - \rho_a) / \rho_d$ نیروی بویانسی است که از این دو ترم صرف نظر شده است. ضریب نیروی پسا با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$F_D = \frac{18\mu_a C_D Re}{\rho_a d^2} \quad (6)$$

عدد رینولدز در این رابطه بر اساس سرعت نسبی بین ذره و سیال تعریف می‌شود:

$$Re = \frac{\rho_a d |\vec{v}_d - \vec{v}_a|}{\mu_a} \quad (7)$$

ضریب پسا برای یک ذره کروی صاف بر اساس توصیف مورسی و الکساندر ($C_D = a_1 + a_2 / Re + a_3 / Re^2$) اعمال شده است [۱۳]. فرآیند تبخیر قطرات در میدان جریان بر ضریب نیروی پسا و همچنین ضریب انتقال حرارت تاثیر می‌گذارد^۴. بر همین اساس برای یک قطر در حال تبخیر ضریب نیروی پسا به صورت زیر تصحیح می‌شود [۱۲]:

$$C_{DP} = \frac{C_D}{1 + C_p \frac{(T - T_L)}{L}} \quad (8)$$

تا زمانی که دمای قطره کمتر از دمای جوش آن باشد معادله انرژی قطره در حالت کلی با احتساب انتقال جرم، انتقال حرارت جابه‌جایی و صرف نظر از تشعشع به این صورت است:

$$C_p L \rho_L \frac{\pi d_L^3}{6} \frac{dT_L}{dt} = \pi d_L^2 (T_c - T_L) - \quad (9)$$

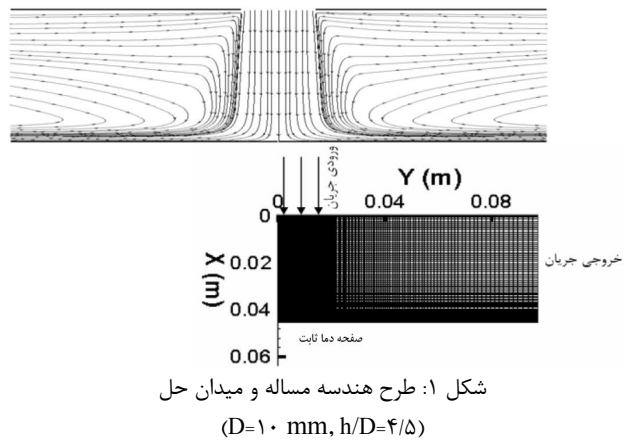
$$J_s \pi d_L^2 (L + C_{pv} (T_c - T_L))$$

در این رابطه J_s شار جرمی بخار از سطح قطره در حال تبخیر می‌باشد. این عبارت بر اساس معادله بقا برای جرم بخار روی سطح

در ادامه فاز پراکنده نیز در جریان وارد شده و معادلات حاکم بر قطرات با دیدگاه لاگرانژی حل گردیده و اثر دبی جرمی و قطر قطرات بر عدد نوسلت مورد توجه قرار گرفته است.

۲. هندسه و فرضیات مساله

مدل فیزیکی مساله یک جت محبوس مغشوش دو بعدی متقارن محوری است که به علت تقارن و دو بعدی بودن آن تنها نیمی از مساله شبکه‌بندی و حل شده است (شکل ۱). هوای ورودی دارای دمای ۲۹۸K، فشار ۱ اتمسفر و رطوبت نسبی ۳۰٪ است. با توجه به قطر قطرات عدد بایوت ($Bi = \alpha d_{droplet} / k$) خیلی کوچکتر از ۰.۱ بوده و دمای قطره تنها تابعی از زمان است. کسر حجمی فاز پراکنده (قطرات) کمتر از 10^{-4} می‌باشد و بنابراین می‌توان فاز پراکنده را بسیار رقیق فرض گرفت و از برخورد میان ذرات و چسبیدن آنها به یکدیگر و همچنین تاثیر قطرات بر توربولانسی جریان صرف‌نظر کرد [۹]. عدد وبر نسبی قطرات ($We = \rho |\tilde{u} - \tilde{v}|^2 d / \sigma$) کمتر از مقدار بحرانی ($We_c \cong 7$) بوده و قطرات را می‌توان به صورت کروی فرض گرفت [۱۱]. با توجه به اینکه جریان به صورت مغشوش می‌باشد، از نیروی بویانسی صرف‌نظر شده و تنها نیروی درگ بر قطرات مورد توجه قرار گرفته است. دما و سرعت قطرات در ورودی جریان با شرایط هوا یکسان می‌باشد. یک مدل تنش جبری برای مدل‌سازی اغتشاشات جریان انتخاب شده است.



۳. معادلات حاکم

۳-۱ معادلات فاز پیوسته

معادلات پیوستگی، مومنتم، انرژی و پخش بخار حاکم بر مساله به صورت زیر است [۱۲]:

$$\nabla \cdot (\alpha_c \langle \rho_c \rangle \tilde{u}) = - \frac{1}{V} \sum_k \dot{m}_k \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\alpha_c \langle \rho_c \rangle \tilde{u} \tilde{u}) = - \frac{1}{V} \sum_k v_{i,k} \dot{m}_k - \alpha_c \nabla \cdot \langle p \rangle + \quad (2)$$

$$\alpha_c \nabla \cdot (\tilde{\tau}) - \frac{1}{V} \sum_k L_{i,k}$$

عدد وبر بحرانی برای قطره که از هم پاشیدگی رخ دهد، وابسته به پارامترهای متفاوتی مانند ضریب هدایت حرارتی قطره، صافی سطح، دمای سطح، و زاویه برخورد قطره است. بر همین اساس در شرایط متفاوت اعداد وبر بحرانی متفاوتی گزارش شده است. در این شبیه‌سازی بر اساس مرجع [۱۴] عدد وبر بحرانی ۵۰ فرض گرفته شده است. با بررسی دقیق مسیر قطرات مشخص شد که در حوزه سرعت‌های مورد استفاده در این تحقیق عدد وبر قطره در برخورد با سطح همیشه کمتر از این مقدار بحرانی است. رابطه بین سرعت عمودی قطره در برخورد و بازگشت از سطح بر اساس عدد وبر به صورت زیر می‌باشد [۱۵]:

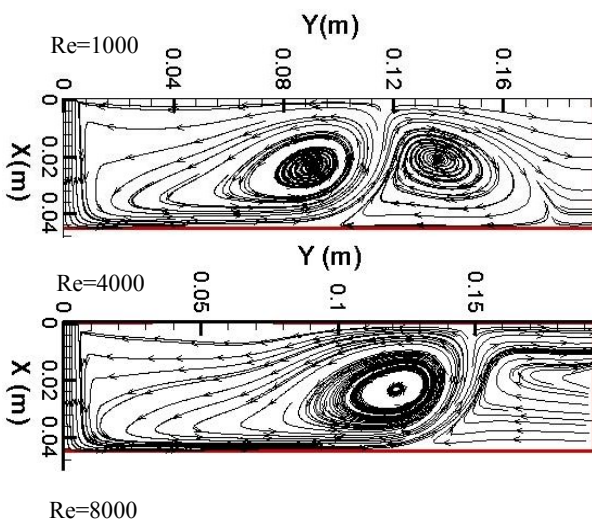
$$e_n = 1 - 0.163We_n^{0.3913}, \quad e_n = \frac{v_{o,n}}{v_{i,n}} \quad (15)$$

۴. حل عددی معادلات حاکم

برای حل میدان جریان تغییرات لازم در شرایط مرزی دیوار، ورودی و خروجی و تقارن جریان بر کد عددی اعمال و معادلات حاکم بر فاز قطرات در کد وارد شده است. در این کد معادلات حاکم انفصال شده به روش حجم کنترل، با استفاده از الگوریتم سیمپل و طرح ADI حل می‌شوند. معیار همگرایی در حل مجموع باقیمانده‌ها کمتر از 10^{-4} انتخاب شده است. همانطور که بیان شد فاز پراکنده جریان (قطرات آب) به روش لاگرانژی مدل شده و معادلات حاکم بر قطره در گام‌های زمانی انتگرال‌گیری گردیده و در هر تکرار اثر قطرات بر معادلات جریان به صورت ترم‌های چشمه و چاه اعمال می‌شوند.

۵. نتایج

همانطور که بیان گردید، جت مورد بررسی در این مساله یک جت محدود است. به این معنا که میدان جریان در آن تحت تاثیر دو دیواره قرار می‌گیرد. سیال تحت تاثیر این دو دیواره در رینولدزهای متفاوت



یک قطره در حال تبخیر حاصل می‌گردد. با توجه به تعریف عدد استانتون نفوذی به صورت زیر:

$$St_D = \frac{-\rho_v D_d \left(\frac{\partial k_v}{\partial r} \right)}{\rho U (k_{vs} - k_v)} \quad (10)$$

می‌توان رابطه شار جرمی بخار را بر حسب آن نوشت:

$$J_s = St_D \cdot \rho \cdot U \cdot b_{1D} \quad (11)$$

U سرعت بین دو فاز و b_{1D} به ضریب نفوذپذیری معروف بوده و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$b_{1D} = \frac{K_{VS} - K_V}{1 - K_{VS}} \quad (12)$$

همانطور که بیان گردید قطرات به صورت کروی هستند بنابراین تغییر قطر قطره را تا زمانی که به دمای جوش نرسیده باشد اینگونه می‌توان بیان کرد:

$$d_n^3 = d_{n-1}^3 - Ja_{n-1}^2 \frac{6\Delta t}{\rho_L} \quad (13)$$

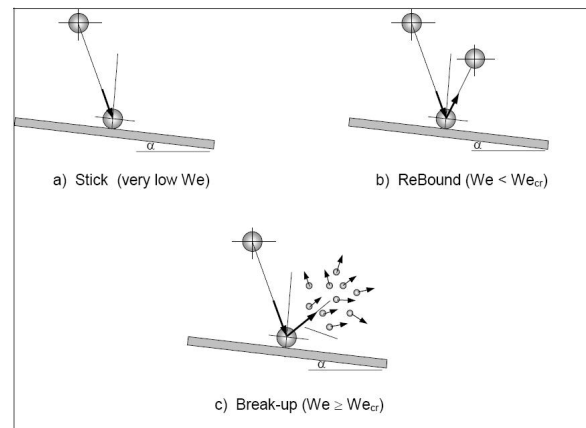
۳-۳ مدل‌سازی برخورد قطره با سطح

برخورد یک قطره با سطح را می‌توان به سه حالت کلی تقسیم‌بندی کرد (شکل ۳-۳):

- ۱) چسبیدن قطره^۵
- ۲) منعکس شدن از سطح (برخورد و بازگشت)^۶؛
- ۳) متلاشی شدن قطره^۷

بر اساس عدد وبر عمودی قطره در هنگام برخورد با سطح وضعیت قطره را طبق دسته‌بندی فوق می‌توان مشخص کرد. عدد وبر مقیاسی از نسبت اندازه انرژی جنبشی قطره به انرژی کشش سطحی آن است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$We = \frac{\rho v^2 d}{\sigma} \quad (14)$$

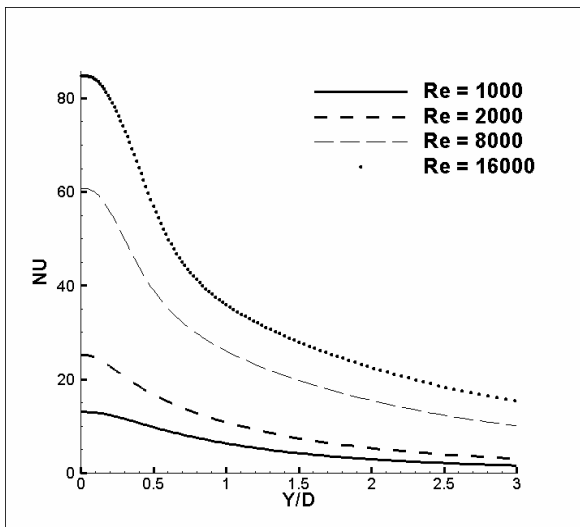


شکل ۳: طرحی از برخورد قطره با سطح

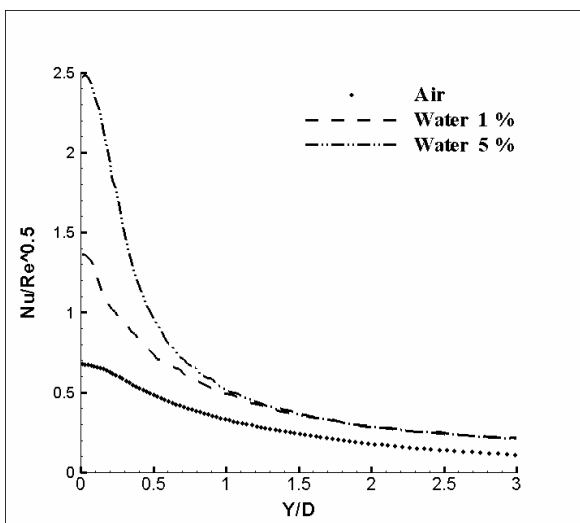
- Stick mode^۵
- Rebound mode^۶
- Break up mode^۷

شکل ۶ تاثیر فاز پراکنده متشکل از قطرات با قطر اولیه $20\ \mu\text{m}$ با دو دبی جرمی به اندازه ۱ و ۵٪ دبی جرمی هوای ورودی بر عدد نوسلت نرمال شده با جذر رینولدز را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با اضافه کردن فاز قطرات با دبی جرمی ۵٪ می‌توان عدد نوسلت را در محل سکون جت بیش از $3/5$ برابر افزایش داد در حالی که هیچ تغییری در شرایط اولیه هوای ورودی (سرعت، دما، رطوبت) نیاز نیست.

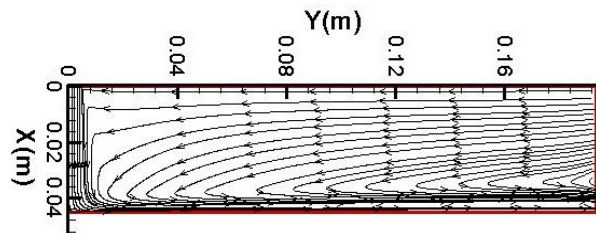
در حالی که شکل ۵ نشان می‌دهد که برای $3/5$ برابر شدن عدد نوسلت در محل سکون جت تقریباً نیاز به ۸ برابر کردن سرعت ورودی هوا داریم.



شکل ۵: تاثیر عدد رینولدز بر عدد نوسلت در حالت تک‌فاز
 $T_w = 308\ \text{K}$, $D = 10\ \text{mm}$, $h/D = 4.5$



شکل ۶: تاثیر درصد جرمی فاز پراکنده ($d_p = 20\ \mu\text{m}$) بر عدد نوسلت
 $T_w = 308\ \text{K}$, $D = 10\ \text{mm}$, $h/D = 4.5$, $Re = 4000$

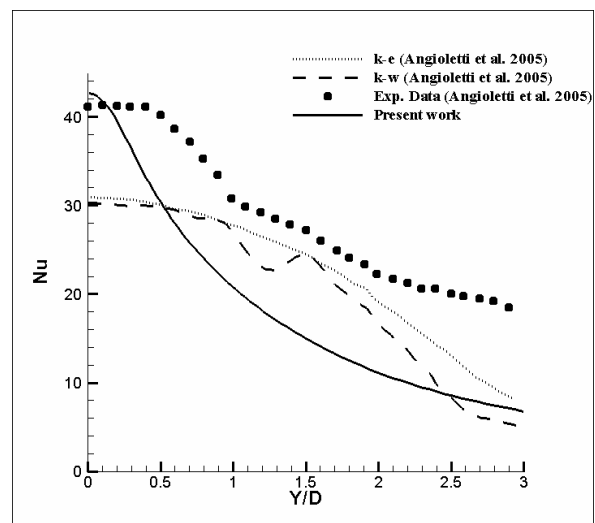


شکل ۳: خطوط جریان و نحوه تغییر گردابه‌های جریان با عدد رینولدز

گردابه‌هایی را نشان می‌دهد، که با زیاد شدن عدد رینولدز ورودی این گردابه‌ها از میدان جریان بیرون رانده می‌شوند. در شکل ۳ خطوط جریان و نحوه تغییر گردابه‌های جریان با عدد رینولدز نشان داده شده است. همانطور که این شکل نشان می‌دهد در عدد رینولدز 1000 دو گردابه مشخص در جریان مشاهده می‌شود. با 4 برابر شدن سرعت ورودی گردابه دوم جریان در حال خارج شدن از میدان حل دیده می‌گردد. در نهایت در رینولدز 8000 هیچ گردابه مشخصی در میدان جریان وجود ندارد.

برای اطمینان از صحت کد و اعتماد به جواب‌های آن نتایج حاصل از برنامه با نتایج [۱۶] مقایسه شده است. شکل ۴ نشان می‌دهد که سیر کلی حل حاضر با جواب‌های آزمایشگاهی همسان است، هر چند که در مدل‌سازی جریان مغشوش همیشه حل با خطا همراه می‌باشد. این مشکل انگیزه اصلی برای توسعه و پیشرفت مدل‌سازی توربولانس بوده است.

پارامتر اساسی که در حالت تک‌فاز بر انتقال حرارت جت برخوردی تاثیر می‌گذارند، عدد رینولدز جریان ورودی است. شکل ۵ تاثیر عدد رینولدز را بر عدد نوسلت نشان می‌دهد. در این شکل مشاهده می‌شود که افزایش عدد رینولدز جریان ورودی باعث افزایش انتقال حرارت می‌شود. اما افزایش عدد رینولدز هزینه بر و در عین حال همیشه مقرون به صرفه نیست. برای افزایش $3/5$ برابری عدد نوسلت در محل سکون جت، عدد رینولدز را بایستی تقریباً ۸ برابر کرد. و این نیازمند صرف توان بیشتری جهت افزایش سرعت ورودی است.



شکل ۴: مقایسه نتایج با حل عددی و تحلیلی
 $Re = 4000$, $T_w = 308\ \text{K}$, $D = 10\ \text{mm}$, $h/D = 4.5$

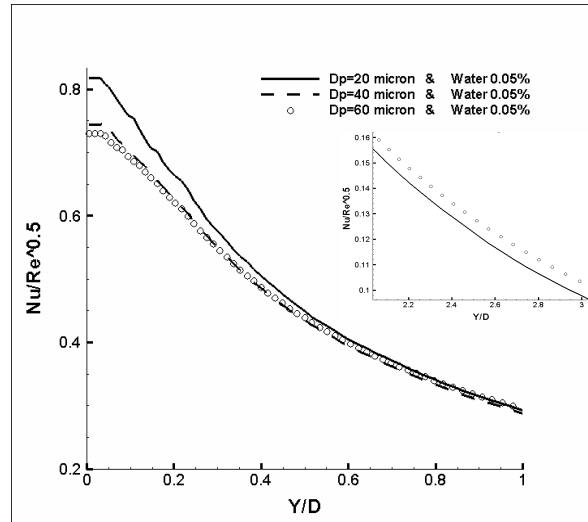
- هر چه قطر قطرات کوچک تر باشد در محل برخورد جت تاثیر خنک کنندگی بیشتری دارند.
- افزودن قطرات $20 \mu\text{m}$ با دبی جرمی به میزان ۵٪ دبی جرمی هوای ورودی می توانند عدد نوسلت را در محل سکون جت بیش از ۳/۵ برابر افزایش دهد که این افزایش در حالت تک فاز با ۸ برابر کردن سرعت ورودی حاصل می گردد.

فهرست علائم

علائم لاتین	
Bi	عدد بایوت
C_D, C_{DP}	ضریب درگ تصحیح شده و ضریب درگ کره صلب
C_{PL}, C_{PV}	گرمای ویژه قطره و بخار
d	قطر ذره
D, D_d	ضریب نفوذ بخار در هوا
F_D	نیروی پسا
g	ثابت گرانش
h_c	آنتالپی فاز پیوسته (هوا)
$h_{s,k}$	گرمای نهان قطره
K_v	غلظت بخار در هوا
K_{vs}	غلظت بخار در سطح قطره
k_{eff}	ضریب هدایت موثر حرارت
L	گرمای نهان تبخیر
\dot{m}_k	نرخ تغییر جرم قطره
Nu	عدد نوسلت
P	فشار
Re	عدد رینولدز
St	عدد استانتون
T_d, T_c	دمای قطره و فاز پیوسته (هوا)
\tilde{u}	سرعت گاز
v, v_d, v_a	سرعت قطره و هوا
V	حجم
$v_{o,n}, v_{i,n}$	مولفه عمودی سرعت قطره در برخورد و بازگشت
We	عدد وبر
علائم یونانی	
ρ_d, ρ_a	چگالی قطره و هوا
μ_g, μ_c	چگالی فاز پیوسته (هوا)
α	ضریب انتقال حرارت جابجایی
σ	کشش سطحی
α_c	کسر حجمی فاز پیوسته

مراجع

[1] Baydar, E., Ozmen, Y., "An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets", *Heat Mass Transfer*, 42, 338-346, 2006.



شکل ۷: تاثیر قطر قطرات بر عدد نوسلت
 $T_w = 308 \text{ K}, D = 10 \text{ mm}, h/D = 4.5, Re = 4000$

اثر قطر قطرات بر انتقال حرارت، برای فاز پراکنده متشکل از قطرات ۲۰، ۴۰، و $60 \mu\text{m}$ در شکل ۷ نشان داده شده است. با بررسی این شکل می توان استنتاج کرد که با کاهش قطر ذره، اثر افزایش انتقال حرارت در محل برخورد جت بیشتر شده در حالی که ذرات با اندازه های بزرگتر در افزایش انتقال حرارت در پایین دست محل برخورد جت بیشتر تاثیر دارند. بر این اساس می توان استنتاج نمود که قطرات بزرگتر پس از اولین برخورد با سطح در نزدیکی سطح ادامه مسیر می دهند در حالی که قطرات کوچک تر سریع تر با جریان حمل می شوند و از سطح دور می گردند. البته قطرات را از حدی بیشتر نمی توان کوچک کرد چون ممکن است قبل از برخورد با سطح آنقدر کوچک شوند که به سرعت با جریان حمل گردیده و هیچ اثر محسوسی روی سطح هدف نگذارند.

۶. نتیجه گیری

یک جت محبوس دو بعدی متقارن محوری مغشوش هوا، برخورد کننده به صفحه تخت دما ثابت به صورت عددی شبیه سازی شده و عدد نوسلت در حالت جت تک فاز و مه آلود مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. بر اساس آن می توان نتایج زیر را بیان نمود:

- بین عدد نوسلت حاصل از جت برخوردی و عدد رینولدز رابطه ای غیر خطی برقرار است به طوری که با افزایش ۸ برابری عدد رینولدز می توان عدد نوسلت را در محل سکون جت ۳/۵ برابر افزایش داد.
- با افزودن مقدار بسیار ناچیزی از قطرات آب (تنها به میزان چند درصد دبی جرمی هوا) می توان عدد نوسلت را بدون تغییر در شرایط هوای ورودی افزایش داد.
- هر چه قطر قطرات ورودی به جریان بزرگ تر باشد تاثیر خنک کنندگی آنها در پایین دست محل برخورد جت بیشتر است.

- [2] Shyy Woei CHANG and Lo May SU, "Heat transfer of confined impinging air-water mist jet", *JSME International Journal*, Series B, Vol. 44, No. 2, 274-287, 2001.
- [3] Heyt, J. W., Larsen, P. S., "Heat transfer to binary mist flows", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, 1395-1405, 1971.
- [4] Aihara, T., Taga, M., Haraguchi, T., "Heat transfer from a uniform heat flux wedge in air-water mist flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22(1), 51-60, 1979.
- [5] Sozbir, N., and Yao, S. C., "Experimental Investigation of Water Mist Cooling for Glass Tempering", *ASME-IMECE conference*, 2002.
- [6] Chang, Y. W., and Yao, S. C., "Studies of water mist cooling on heated metal surfaces", *Proceeding of NHTC'00, 34th National Heat Transfer Conference*, 2000.
- [7] Ortize, L., and Gonzalez, J. E., "Experiments on steady-state high heat fluxes using spray cooling", *Experimental Heat Transfer*, Vol. 12, No. 3, pp. 215-233, 1999.
- [8] Terekhov, V. I., Pakhomov, M. A., "Numerical study of heat transfer in a laminar mist flow over an iso thermal flat plate", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 2077-2085, 2002.
- [9] Terekhov, V. I., Pakhomov, M. A., "Numerical simulation of hydrodynamics and convective heat transfer in a turbulent tube mist flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46, 1503-1517, 2003.
- [10] Shokouhmand, H., Heyhat, M. M. and Ahmadzadegan, A., "Buoyancy Effects on a Mist/Air Impingement Jet", *The 2008 International Conference of Mechanical Engineering*, London, U.K., 2-4 July 2008.
- [11] Mastanaiah, K., Ganic, E. N., "Heat Transfer in Two-Component Dispersed Flow", *ASME J. Heat Transfer*, 103(2), 300-306, 1981.
- [12] Crow, C., Summerfield, M., Tesuji, U., "Multiphase flows with droplets and particles", *CRC Press LLC*, 1998.
- [13] Fluent 6.3.26, User's Guide.
- [14] Caviezel, D., Narayanan, C., Lakehal, D., "Adherence and bouncing of liquid droplets impacting on dry surfaces", *Microfluid Nanofluid*, DOI 10.1007/s10404-007-0248-2, 2008.
- [15] Roy Jean Issa, "Numerical modeling of the dynamics and heat transfer of impacting sprays for a wide range of pressures", *PhD dissertation, University of Pittsburgh*, 2003.
- [16] Angioletti, M., Nino, E., Ruocco, G., "CFD Turbulent Modeling of Jet Impingement and Its Validation by Particle Image Velocity and Mass Transfer Measurements", *International Journal of Thermal Sciences*, 44, 349-356, 2005.