

گواهی ارائه مقاله

بدین وسیله گواهی می شود که مقاله ای با عنوان
بررسی عددی جریان هیدرو - مغناطیس سیال هوا در یک حفره به
منظور پیدا کردن شرایط بهینه ی مغناطیسی

توسط نویسندگان

امیر جواد احرار، محمد حسن جوارشکیان،
مریم نیک منش، محبوبه عطائیان

در

بیست و چهارمین همایش سالانه بین المللی مهندسی مکانیک ایران

که در دانشگاه یزد برگزار گردید، ارائه شده است.

دکتر محمد زکریا

دکتر نیک منش



دکتر منصور رفیعیان

دکتر علی هاشمی

یزد، صفائیه، بلوار دانشگاه
دانشگاه یزد
پردیس فنی و مهندسی
دانشکده مهندسی مکانیک
صندوق پستی: ۷۴۱-۸۹۱۹۵

Department of Mechanical
Engineering, Yazd University
Daneshgah Boulevard
Safaieh, Yazd, Iran
P. O. Box 89195 - 741

بررسی عددی جریان هیدرو - مغناطیس سیال هوا در یک حفره به منظور پیدا کردن شرایط بهینه ی مغناطیسی

امیر جواد احرار^{۱*}، محمد حسن جوارشکیان^۲، مریم نیک منش^۳، محبوبه عطائیان^۴

۱- دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی، مشهد am_ah47@stu-mail.um.ac.ir

۲- دانشیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی، مشهد javareshkian@um.ac.ir

۳- دانشجو، کارشناسی ارشد شیمی، دانشگاه یزد، یزد m_nikmanesh_21@yahoo.com

۴- فارغ التحصیل، کارشناسی ارشد مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز Ataiyan_mahbub@yahoo.com

چکیده

در این تحقیق به بررسی عددی جریان سیال هوا در یک کویتی بسته و با لحاظ نمودن تاثیرات میدان مغناطیسی بر جریان سیال می پردازیم. در این راه به منظور گسسته سازی و حل معادلات، از روش حجم محدود و الگوریتم فشار مینا استفاده شده است. هدف اصلی این پروژه بر این استوار است که بهترین شرایط میدان مغناطیسی را (از نظر شدت و زاویه) برای بهبود نرخ انتقال حرارت از سطح پیدا کنیم. بدین منظور نمونه های متعددی با اعداد هارتمن مختلف و زوایای شیب میدان متفاوت مورد بررسی قرار گرفت تا بیشترین عدد ناسلت بر روی دیواره ی گرم بدست آید. گفتنی است معمولا این گونه تصور می شود که با افزایش عدد هارتمن، عدد ناسلت کاهش می یابد اما در اینجا نشان خواهیم داد که هر چند این فرضیه در بسیاری از موارد تایید می شود، لیکن استثنائاتی نیز وجود دارد که آن را انکار می کند.

واژه های کلیدی

هیدرو دینامیک مغناطیسی، کویتی بسته، انتقال حرارت ترکیبی (جابجایی آزاد و اجباری)

مقدمه

به طور کلی حفره ها را می توان در دو دسته ی حفره های باز و حفره های بسته طبقه بندی نمود. در حفره های بسته سیال وارد و یا خارج نمی شود بلکه تنها به واسطه ی نیروهای برشی ناشی از حرکت دیواره ها و یا نیروهای حجمی (گرانشی، مغناطیسی ...) جریان سیال در حفره به وجود می آید. در سال های اخیر به علت کاربرد های گسترده ی تعریف شده برای این حفره ها تحقیقات در مورد انتقال جرم و حرارت در آن ها بسیار اوج گرفته است. از جمله ی این کاربردها می توان به: تمرکز دهنده های خورشیدی، دریاچه ها و مخزن ها، یخچال ها و خنک کاری تجهیزات کامپیوتری اشاره نمود. همچنین مسائل مربوط به جریان های جابجایی آزاد و هیدرو مغناطیس نیز در دهه ی گذشته بسیار مورد بررسی قرار گرفته اند. کاربرد های گسترده و گوناگون این مسائل در زمینه های رشد

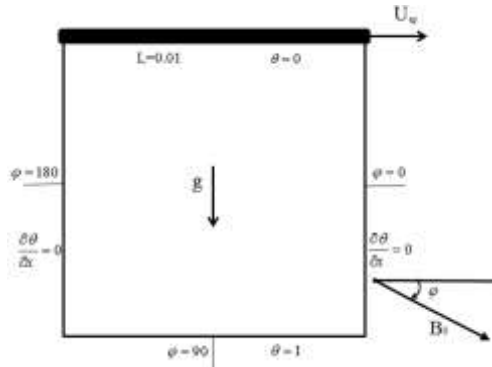
کریستال، استخراج نفت، خنک کاری های الکتریکی و جمع کننده های خورشیدی [۱-۴]، اهمیت آن ها را غیر قابل انکار می کند.

کانداوسکی و همکارانش [۵] نرخ انتقال حرارت را از حفره با دیواره های با دمای تقسیم شده^۱ بررسی کردند. آن ها مشاهده کردند که نرخ انتقال حرارت برای حالت دمایی وسط - وسط ماکزیمم بوده و برای حالت بالا - پایین مینیمم است (۲۰۰۸). در سال ۲۰۱۱ سیواسانکاران و همکارانش به صورت عددی انتقال حرارت جابجایی - مغناطیسی آب سرد را در یک حفره باز بررسی نمودند. در تحقیق ایشان نشان داده شد انتقال حرارت جابجایی هنگامی که نیروی شناوری کاهش می یابد، با نیروهای مویرگی - حرارتی بهبود می یابد [۶]. اوزتوپ و همکاران نیز در یک کار عددی، جابجایی ترکیبی - مغناطیسی را برای حفره بسته ی رانش از بالا، با قرار دادن هیتز در یکی از گوشه ها بررسی نمودند. آن ها برای چند عدد گراشف و هارتمن و با تکنیک حجم محدود خطوط جریان و دما ثابت را نمایش دادند. همچنین ایشان در تحقیقاتشان تاثیر حرارت تولیدی ژول^۲ را لحاظ نمودند [۷].

در ۲۰۱۲ نعمتی و همکارانش از تکنیک شبکه ی بولتزمن^۳ برای حل معادلات انرژی و مومنتوم مغناطیسی استفاده نمودند و تاثیرات میدان مغناطیسی را بر جابجایی طبیعی یک نانوسیال در یک حفره مستطیلی بررسی کردند. آن ها یافتند که با افزایش نسبت حجمی نانوذرات عدد ناسلت افزایش می یابد اما در حضور یک میدان مغناطیسی قوی این اثر کاهش می یابد [۸]. کفایتی و همکارانش نیز از این روش استفاده نمودند تا جابجایی ترکیبی مغناطیسی را در یک حفره رانش از بالا مدل کنند. آن ها تاثیر اعداد ریچاردسون و هارتمن را بر جریان و نرخ انتقال حرارت سیال بررسی کردند [۹]. همچنین در همین سال پراکاش و همکاران به صورت عددی جابجایی طبیعی حفره باز را مورد بررسی قرار دادند. ایشان از نمونه های مختلف

1. Partially Active Walls
2. Joule Heating
3. Lattice Boltzmann Method

بدون بعد دو سطح بالایی $\theta=0$ و پایینی $\theta=1$ به گونه ای لحاظ شده که عدد ریلی مورد نظر فراهم شود. دو دیوار کناری در اینجا آدیاباتیک فرض شده و هیچ چشمه یا چاه حرارتی در حوزه ی حل وجود ندارد.



شکل ۱: هندسه و شرایط مرزی استفاده شده در حل عددی

ارائه و گسسته سازی معادلات

معادلات برای جریان دو بعدی دائم تراکم ناپذیر سیال هوا به صورت عددی مورد حل قرار گرفت. در ادامه از اثرات تولید حرارت ژولز^۱ و اتلاف انرژی سیال بر اثر اصطکاک صرف نظر شده است. معادلات بدون بعد بقا با فرض بوزینسک به قرار زیر است:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + F_x \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + F_y \quad (3)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

در این روابط F_x و F_y نیرو های حجمی مجموع (مغناطیسی و گرانشی) در راستای X و Y بوده که هر کدام به شکل زیر تعریف می شوند:

$$F_x = \frac{Ha^2}{\text{Re}} (V \sin \varphi \cos \varphi - U \sin^2 \varphi) \quad (5)$$

$$F_y = \frac{Ra}{\text{Re}^2 \text{Pr}} \theta + \frac{Ha^2}{\text{Re}} (U \sin \varphi \cos \varphi - V \cos^2 \varphi) \quad (6)$$

اما همانطور که می دانیم هنگامی که معادلات بقای جرم و مومنتوم حل می شوند میدان مغناطیسی ثابت باقی نمی ماند. در اصل با اعمال میدان مغناطیسی خارجی ذرات سیال باردار شده و به علت سرعت داشتن می توانند خود یک میدان مغناطیسی در اطراف خود ایجاد کنند. بدین ترتیب شدت میدان مغناطیسی از $B = B_0 + b_{\text{induced}}$ به $B = B_0$ تغییر می

حفره با هندسه هایی ۳ بعدی نظیر: مکعبی، نیم کره و کره و در تحقیقشان استفاده کردند و نهایتاً عدد ناسلت را برای این حفره ها ارائه دادند [۱۰]. همچنین رحمان و همکارانش (۲۰۱۲) در یک کار عددی جابجایی ترکیبی - مغناطیسی را برای یک حفره باز که هر بار از یکی از دیواره ها گرم می شد، مورد بررسی قرار دادند [۱۱]. آن ها نتایج را برای عدد رینولدز و هارتمن ثابت گزارش دادند. همچنین در سال ۲۰۱۳ شیخ زاده و همکارانش با به کار گیری نانو سیالات در جابجایی ترکیبی و در یک محفظه ی مربعی روابطی را برای یافتن عدد ناسلت ارائه نمودند [۱۲]. نانو سیالات مورد استفاده در این تحقیق از انواع مختلف بوده و بررسی شد کدام نانو سیال تاثیر بیشتری بر عدد ناسلت دارد. همچنین در همین سال صادقی و همکاران نیز به روش عددی جریان نانو سیال آب مس در یک کانال زاویه دار و با اعمال میدان مغناطیسی را بررسی نمودند. ایشان در تحقیقاتشان در یافتن میزان تغییرات عدد نوسلت را می توان تابعی از عدد ریچاردسون و هارتمن در نظر گرفت [۱۳].

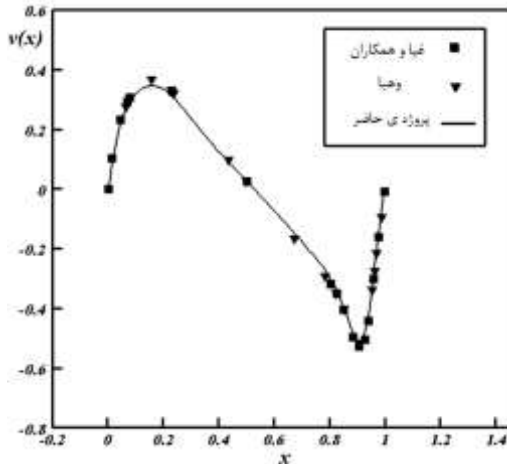
آن طور که تا کنون در مقالات انتشار یافته مشاهده شد، در اغلب این مقالات برای هندسه ی ساده ی حفره رانش از بالا، گزارش شده که با افزایش عدد هارتمن (شدت میدان مغناطیسی) عدد ناسلت کاهش داشته است [۱۱، ۷]. اما اگر رفتار جریان سیال را برای زوایای مختلف میدان مغناطیسی و یا شدت میدان های مغناطیسی متغیر بررسی کنیم به نتایج متفاوتی می رسیم. در این تحقیق عدد هارتمن به نمایندگی از شدت میدان مغناطیسی از ۰ تا ۵۰ و زاویه ی میدان مغناطیسی اعمالی نیز از ۰ تا ۱۸۰ درجه تغییر داده شد تا بهترین شرایط مغناطیسی برای بدست آوردن ماکزیمم عدد ناسلت را در هندسه و شرایط مرزی مذکور پیدا کنیم.

هندسه و شرایط مرزی

هندسه و شرایط مرزی مورد بررسی در این مقاله در شکل شماره ۱ ارائه شده است. طول حفره برابر با $X=0/1$ در نظر گرفته شده است و همه ی پارامتر ها بر حسب آن بدون بعد شده اند. همچنین یک میدان مغناطیسی مستقیم با شدت ها و زوایای حمله ی مختلف بر این هندسه اعمال شده است. دیوار بالایی این هندسه با سرعت U_w حرکت می کند که این سرعت نیز مبنایی برای بدون بعد کردن سرعت ها قرار داده شده است. این سرعت بر روی دیواره ی بالایی $\text{Re} = 100$ را ایجاد می نماید. دیگر دیوار های هندسه در اینجا ثابت فرض شده اند. همان طور که در شکل مشخص است جهت تغییر زاویه ی میدان مغناطیسی در اینجا ساعتگرد در نظر گرفته شده و B_0 همان شدت میدان مغناطیسی اعمال شده است. نهایتاً به منظور ایجاد انتقال حرارت آزاد و اجباری با هم اختلاف دمای

$$|\Gamma^{m+1} - \Gamma^m| \leq 10^{-6}$$

که در اینجا Γ می‌تواند هر یک از متغیرهای وابسته باشد. نتیجه‌ی پروفیل سرعت عمودی سیال در خط مرکزی حفره با نتایج حاصله از غیا و همکاران [۲۴] و وهبا [۲۵] مقایسه و اعتبار سنجی شد که نتایج در تصویر شماره ۲ قابل مشاهده است.



شکل ۲: مولفه‌ی سرعت عمودی در خط مرکزی $\gamma=0.5$ حفره مقایسه شده با [۱۵،۱۴]

شرایط مرزی مذکور برای هندسه‌ی حفره اعمال شده و با استفاده از الگوریتم فشار مبنای حل معادلات برای متغیرهای u, v, P, θ حل شدند. در همه‌ی مراحل حل مشخصات فیزیکی سیال ثابت فرض شده و اعداد رینولدز و ریلی به ترتیب برابر با 10^4 و 10^6 در نظر گرفته شد. عدد هارتمن از ۰ تا ۵۰ و زاویه‌ی حمله‌ی حمله‌ی میدان مغناطیسی از ۰ تا 150° تغییر کردند. همچنین عدد پرانتل نیز برای هوا در 27^0 ثابت و برابر با 0.7 در نظر گرفته شده است.

تصویر شماره ۳ خطوط جریان و دما ثابت را برای حالت $\rho=0$ و اعداد هارتمن متغیر نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود در تصویر ۳-a یک گردابه‌ی بزرگ و قوی کل محدوده‌ی حل را اشغال کرده است. این گردابه تأثیر به‌سزایی در ایجاد یک انتقال حرارت جابجایی قوی بر روی دیوار پایین دارد.

اما در موارد c, b-۳ افزایش عدد هارتمن منجر به یک تغییر عمده در جریان سیال می‌شود به گونه‌ای که گردابه‌ی اصلی منقبض شده و دو گردابه‌ی ضعیفتر متولد می‌شوند. در ادامه خواهیم دید که وجود این گردابه‌های اضافی بین گردابه‌ی اصلی و دیوار گرم موجب کاهش قابل توجه عدد ناسلت بر روی دیوار پایین خواهد شد. بنابراین می‌توان فرض کرد که در این مورد عدد ناسلت با افزایش شدت میدان مغناطیسی به صورت مطلق کاهش خواهد یافت.

یابد. به منظور مدل‌سازی این میدان مغناطیسی از ترکیب روابط اهم و ماکسول استفاده می‌کنیم:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{B} = \frac{1}{\mu \sigma} \nabla^2 \vec{B} + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{U} \quad (7)$$

معادله‌ی فوق این امکان را دارد که با معادلات ناویه استوکس کوپل شده و میدان مغناطیسی مجموع را محاسبه نماید. در این معادله ترم $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ به علت دائم بودن مسئله برابر صفر در نظر گرفته شد. گفتنی است ترم $\nabla^2 \vec{B}$ به فشار مغناطیسی و ترم‌های $(\vec{U} \cdot \nabla) \vec{B}$ به تنش مغناطیسی مشهور هستند. به منظور حل این معادله باید سیال زمینه‌ی مورد نظر مورد بررسی قرار گیرد. اگر سیال مورد نظر هادی الکتریکی نباشد خواهیم داشت:

$$\nabla \times \vec{B}_0 = 0 \quad (8)$$

$$\nabla^2 \vec{B}_0 = 0 \quad (9)$$

سپس با توجه به اینکه داریم $B = B_0 + b_{induced}$ ، رابطه‌ی (۷) به شکل زیر ساده می‌شود:

$$(\vec{U} \cdot \nabla) (\vec{B}_0 + \vec{b}) = \frac{1}{\mu \sigma} \nabla^2 \vec{b} + ((\vec{B}_0 + \vec{b}) \cdot \nabla) \vec{U} \quad (10)$$

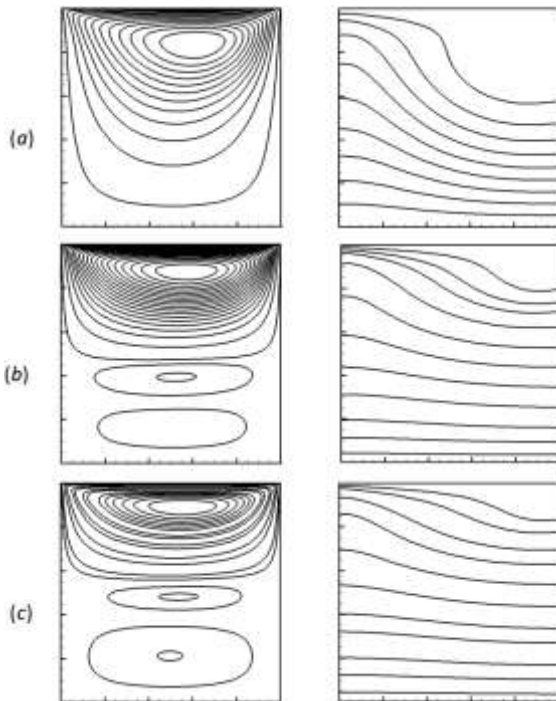
در رابطه‌ی فوق همان‌طور که اشاره شد ترم‌های مربوط به جریان‌گذرا و همچنین ترم مربوط به فشار مغناطیسی میدان اعمالی حذف شده‌اند. همچنین نکته‌ی دیگری که در اینجا حائز اهمیت است این است که در این رابطه مجهول همان شار مغناطیسی القایی و یا \vec{b} است بنابراین می‌توان ترم‌های مربوط به \vec{B}_0 را به صورت ترم‌های چشمه به سمت راست معادله آورد و سپس معادله را گسسته‌سازی نمود. همچنین لازم به ذکر است که برای سیال‌های زمینه‌ی رسانا مانند فلزات مایع و با فرض جریان دائم و میدان مغناطیسی اعمالی مستقل از زمان باز هم رابطه‌ی (۱۰) به قوت خویش برقرار است. لیکن در اینجا سیال مورد بررسی هوا بوده و رسانا فرض نمی‌شود. در روابطی که گذشت $g, \beta, b, B_0, \sigma, \mu$ به ترتیب ویسکوزیته، گذرده‌ی الکتریکی، شار مغناطیسی اعمال شده، شار مغناطیسی القایی، ضریب انبساط حرارتی و شتاب جاذبه‌ی زمین هستند.

بررسی نتایج حاصله

همان‌طور که قبلاً گفته شد در این پروژه از روش حجم محدود برای گسسته‌سازی معادلات استفاده شده است. سپس از الگوریتم سیمپل^۱ برای حل معادلات بهره‌برده شد. حد همگرایی در این پروژه از روش زیر بدست آمده است:

1. SIMPLE Algorithm

و تغییر شکل می دهد. در این حالت ها همچنان گردابه ی اصلی با سطوح گرم و سرد مستقیما در تماس است که این امر باعث افزایش عدد ناسلت می شود. اما گردابه های اضافی شکل $a-5$ مانند دو عایق عمل می کنند که انتقال حرارت را تا حد زیادی کاهش می دهند.



شکل ۳: خطوط جریان و ایزو ترم برای میدان مغناطیسی با زاویه ی $\varphi=0$ و شدت میدان های $a) Ha=10$ ، $b) Ha=30$ ، $c) Ha=50$

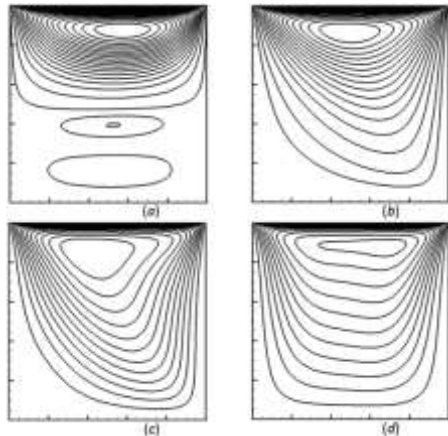
اما اگر چه در موارد b, c, d گردابه ای اضافه نمی شود، با اضافه شدن عدد هارتمن مشکل دیگری برای آن ها پیش می آید که عملا بار دیگر انتقال حرارت کاهش می یابد. در این موارد نیروی مغناطیسی جریان سیال را به سمت صفحه ی پایینی (صفحه ی گرم) هدایت می کند. بنابراین می توان انتظار داشت هر گاه نیروی مغناطیسی به اندازه ی کافی قوی باشد، دیگر سیال علاقه ای به عبور و ترک صفحه ی پایینی نخواهد داشت. این امر نه تنها تاثیر انتقال حرارت جابجایی آزاد را از بین می برد، بلکه تا حدود زیادی بر روی جابجایی اجباری موجود به علت حرکت صفحه ی بالایی نیز تاثیر سوء می گذارد. پس در این ناحیه انتقال حرارت رسانایی غالب می شود و تاثیر انتقال حرارت جابجایی کم می شود. پس عدد ناسلت نیز که بیانگر نسبت انتقال حرارت جابجایی به رسانش است، به تبع آن ها کم می شود. در این شرایط می توان انتظار یک یا چند قله یا ماکزیمم را در نمودار ناسلت - هارتمن داشت.

در عکس ۶ خطوط جریان و ایزوترم های مربوط به حالت هارتمن ۱۵ و $\varphi=90$ (خطوط تو پر) نسبت به هارتمن ۱۵ (خطوط خط چین) رسم شده است. شرایط حالت هارتمن ۱۵

عکس ۴ خطوط جریان و ایزوترم های حالت $\varphi=90$ را برای همان اعداد هارتمن قبلی ۵۰، ۳۰، ۱۰ نمایش می دهد. در این تصویر نیز همانند قبل تاثیر افزایش عدد هارتمن بر جریان سیال و حوزه ی دما نمایش داده می شود با این تفاوت که در این حالت با افزایش شدت میدان مغناطیسی گردابه ی اصلی فشرده نمی شود بلکه تغییر شکل داده و تبدیل به یک گردابه ی دو هسته ای می شود. هر چند این نوع گردابه نیز چندان برای افزایش انتقال حرارت از سطح مناسب نیست، اما این بار مسیر رشد گردابه ها با افزایش میدان تا حدی متفاوت است. بدین معنی که در این حالت با افزایش عدد هارتمن هیچ گردابه ی اضافی در زیر گردابه ی اصلی (بین گردابه ی اصلی و دیوار گرم) به وجود نمی آید این امر باعث می شود با افزایش هارتمن تماس بین دیواره ی گرم و سرد و گردابه ی اصلی از بین نرود. می دانیم که در صورتی که بین دیواره ها و سیال گردابه ی اضافی به وجود آید این گردابه ها می توانند در نقش عایق برای دیواره ها وارد عمل شوند و انتقال حرارت را کاهش دهند اما عملا در $\varphi=90$ این اتفاق رخ نمی دهد. پس این حالت ممکن است امکان افزایش عدد ناسلت را بر روی دیوار پایین در یکی از هارتمن های میانی (بین ۰ و ۵۰) بوجود آورد. پدیده ی شکست گردابه ها در $\varphi=0$ را می توان بدین صورت توجیه نمود که خطوط جریان میل به همسو شدن با شدت میدان مغناطیسی را دارند و در این حالت خطوط جریان باید به صورت عمود بر شدت میدان مغناطیسی عبور کنند این امر موجب شکست گردابه می شود اما در مورد حالت $\varphi=90$ خطوط جریان به سمت پایین کشیده می شوند و با قوی تر شدن میدان گردابه ممکن است در راستای عمودی بشکنند نه افقی.

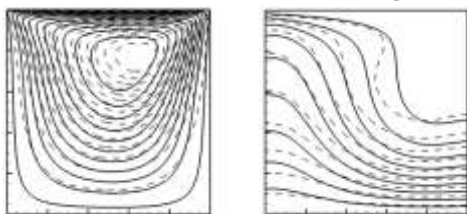
در تصویر شماره ۵ بر عکس دو حالت قبل عدد هارتمن را ثابت (برابر با ۳۰) در نظر گرفته و این بار زاویه ی حمله ی میدان مغناطیسی را عوض می کنیم. این عدد هارتمن بدین علت انتخاب شد که قابلیت نشان دادن عمده تغییرات اساسی در خطوط جریان را دارد. همان طور که در شکل مشخص است برای حالت $\varphi=0$ دو گردابه ی ضعیف تر در زیر گردابه ی اصلی شکل گرفته اند، اما در مورد زوایای دیگر این دو گردابه مشاهده نمی شوند. بنابراین می توان انتظار داشت که عدد ناسلت در این حالت از سه حالت دیگر کمتر باشد. علت این امر را نیز می توان این گونه بیان نمود که همان طور که پیشتر گفته شد در مورد $a-5$ میدان مغناطیسی در برابر جریان سیال مقاومت ایجاد می کند. بنابراین وقتی شدت این میدان مغناطیسی به اندازه ی کافی بزرگ باشد، گردابه ی اصلی به سه گردابه ی ضعیف تر می شکند؛ اما در موارد $b, c, d-5$ گردابه ی اصلی در جهت اعمال میدان مغناطیسی کشیده شده

زیاد بودن سرعت سیال در این منطقه بیشترین عدد ناسلت موضعی در ناحیه ی پایین سمت راست حفره اتفاق می افتد.

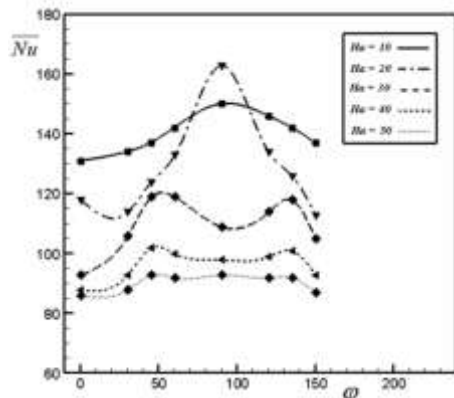


شکل ۵: خطوط جریان برای میدان مغناطیسی با شدت $Ha=30$ و زوایای حمله: a) $\phi=0$ ، b) $\phi=30$ ، c) $\phi=60$ ، d) $\phi=90$

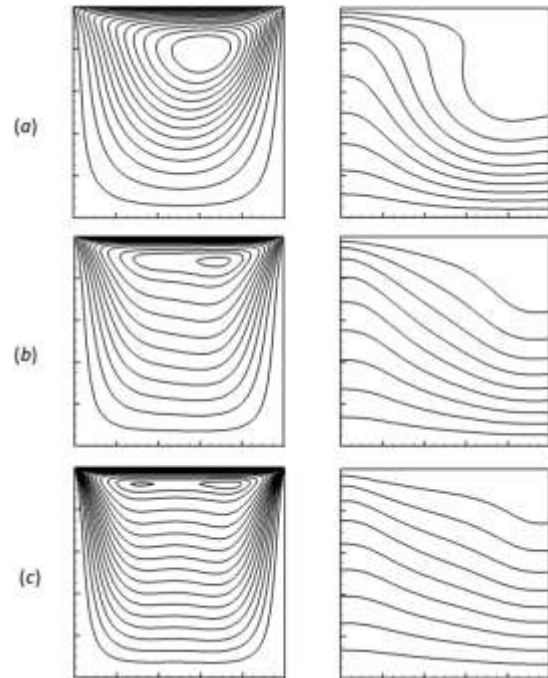
عکس های $a-d$ و $a-d$ نیز عدد ناسلت متوسط را برای هفت زاویه ی متفاوت بر روی دیوار و با افزایش شدت میدان مغناطیسی (عدد هارتمن) نشان می دهند. با توجه به این نمودار ها و نمودار های $a-b$ و $a-b$ ملاحظه می شود که ماکزیمم عدد ناسلت در هارتمن ۱۵ و $\phi=90$ اتفاق می افتد. این نمودار ها نشان می دهد که هر چند در برخی زاویه های حمله با افزایش شدت میدان مغناطیسی عدد ناسلت به صورت مطلق کاهش می یابد ($\phi < 60$) یا ($\phi > 120$)، اما برای ناحیه ی بین آن دو ($60 < \phi < 120$) می توان نقاط ماکزیممی را بر روی گراف پیدا نمود که این نقاط در بحث تنظیم شرایط کارکرد صنعتی بسیار حائز اهمیت هستند.



شکل ۶: خطوط جریان و ایزوترم برای میدان مغناطیسی با هارتمن ۱۵ و زاویه ی حمله $\phi=90$ (تو پر) در مقایسه با حالت بدون میدان مغناطیسی (خط چین)



و $\phi=90$ بیشترین عدد ناسلت را بر روی صفحه ی پایینی با توجه به شرایط مرزی موجود بدست می دهد. همان طور که در تصاویر مشاهده می شود خطوط جریان با اعمال این میدان مغناطیسی شیب بیشتری به خود گرفته و نهایتاً کل گردابه به سمت پایین کشیده می شود (البته نه تا اندازه ای که مانع عبور جریان از روی سطح شود). این پدیده موجب افزایش انتقال حرارت از دیوار پایین شده و باعث پایین تر کشیده شدن خطوط همدمما نیز می شود.



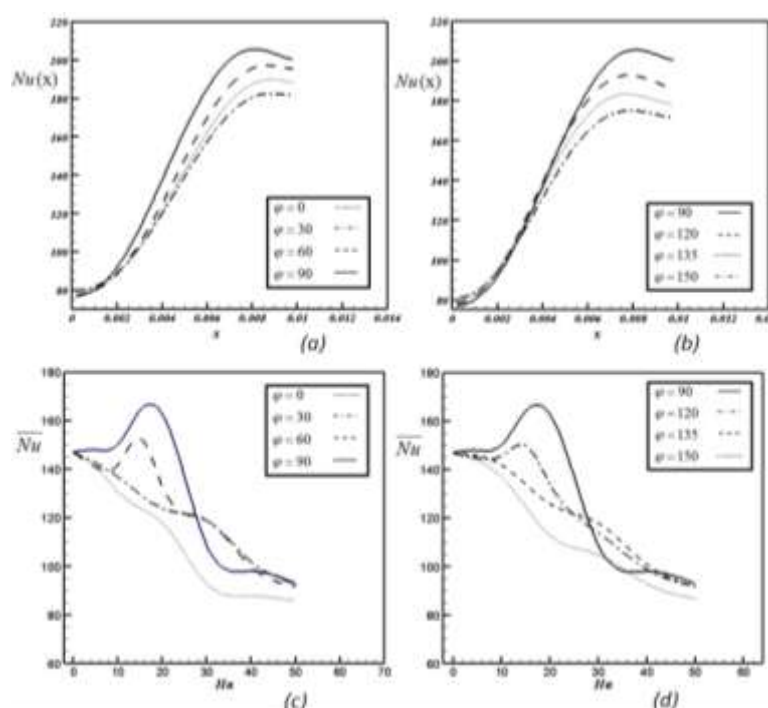
شکل ۴: خطوط جریان و ایزو ترم برای میدان مغناطیسی با زاویه ی $\phi=90$ و شدت های a) $Ha=10$ ، b) $Ha=30$ ، c) $Ha=50$

عکس ۷ نیز نشان دهنده ی عدد ناسلت متوسط بر حسب تغییر زاویه برای ۵ عدد هارتمن مختلف است. در این تصویر نشان داده می شود که بیشتر اعداد هارتمن نقاط اکسترممی را بر روی گراف خود می بینند. پس به منظور بهینه سازی شرایط تست باید به نقاط ماکزیمم و مینیمم در هر یک از اعداد هارتمن ارائه شده توجه نمود. با توجه به این تفاسیر می توان ادعا نمود که برای هر هندسه ی خاص با شرایط مرزی متفاوت ممکن است بتوان عدد هارتمن و زاویه ی حمله ی میدان مغناطیسی را طوری تنظیم نمود که بیشترین انتقال حرارت را از سطوح بدست آوریم.

تصاویر $a-b$ و $a-b$ عدد ناسلت موضعی را بر روی دیوار پایینی نشان می دهند. این نمودار ها برای زوایای $\phi=0$ تا $\phi=150$ رسم شده است که همانطور که مشاهده می شود بیشترین ناسلت در $\phi=90$ اتفاق افتاده است و مینیمم مقدار عدد ناسلت مربوط به $\phi=0$ و $\phi=150$ است. همچنین به علت

زاویه γ ی حمله برای ۵ عدد هارتمن متفاوت

شکل ۷: ناسلت میانگین بر روی دیواره ی گرم بر حسب



شکل ۸: (a, b) عدد ناسلت موضعی برای زوایای مختلف حمله ی میدان مغناطیسی. (c, d) عدد ناسلت میانگین بر حسب هارتمن و برای γ زاویه ی حمله ی مختلف

analytical prediction and experimental results, *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol. 105, pp. 29-33, 1983.

- [2] C. K. Cha, Y. Jaluria, Recirculating mixed convection flow for energy extraction, *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 1801-1810, 1984.
- [3] J. Imberger, P. F. Hamblin, Dynamics of lakes, reservoirs, and cooling ponds, *Annual Review Fluid Mechanisms*, Vol. 14, pp. 153-187, 1982.
- [4] W. Terrell Jr., Ty. A. Newell, Localized heat transfer in buoyancy driven convection in open cavities, *Journal of Heat transfer*, Vol. 129, pp. 167-178, 2007.
- [5] P. Kandaswamy, S. MalligaSundari, N. Nithyadevi, Magneto convection in an enclosure with partially active vertical walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 1946-1954, 2008.
- [6] S. Sivasankaran, A. Malleswaran, J. Lee, P. Sunder, Hydro-magnetic combined convection in a lid driven cavity with sinusoidal boundary conditions on both side walls, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 512-525, 2011.
- [7] H. F. Oztop, Kh. Al-Salem, I. Pop, MHD mixed convection in a lid-driven cavity with corner heater, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 3494-3504, 2011.
- [8] H. Nematı, M. Farhadi, K. Sedighi, H. R. Ashorynejad, E. Fattahi, Magnetic field effects on natural convection flow of nanofluid in a

نتیجه گیری

در این پروژه حل عددی جریان هوا در یک حفره رانش از بالا و با اعمال یک میدان مغناطیسی مستقیم ارائه شده است. یافته های اصلی این پروژه به قرار زیر است:

- در ناحیه ی $(60 < \varphi < 120)$ نقطه ی ماکزیممی با توجه به هندسه و شرایط مرزی مسئله بر روی نمودار $Nu - Ha$ مشاهده می شود که می تواند بیشترین انتقال حرارت از دیوار پایینی را بدست دهد.
- بیرون از این ناحیه نمودار نزولی مطلق بوده بنابراین با افزایش عدد هارتمن، عدد ناسلت کاهش می یابد.
- در برخی از اعداد هارتمن ($Ha=30$) می توان بیش از یک ماکزیمم مشاهده نمود که در این موارد طبعاً گراف دارای یک نقطه ی مینیمم نیز خواهد بود. این نقاط کمترین مقدار انتقال حرارت از سطح را نشان می دهد.
- برای اعداد هارتمن بزرگ با توجه به اینکه نمودار شکل ۷ تغییرات عمده ای را برای Nu با تغییر زاویه ی حمله نشان نمی دهد، می توان فرض نمود که تاثیر میدان مغناطیسی برای این هندسه تقریباً ثابت بوده و مستقل از جهت آن می شود.

Reference

- [1] A. M. Clausing, Convective losses from cavity solar receivers- comparisons between

- [12] G. A. Sheikhzadeh, H. Ehteram, A. Aghaei, Numerical study of natural convection in a nanofluid filled enclosure with central heat source and presenting correlations for Nusselt number, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 13, No. 10, pp. 62-74, 2013. (In Persian)
- [13] S. Sadeghi, B. Ghasemi, Mixed convection heat transfer of nano fluids in an inclined channel under magnetic field, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 13, No. 7, pp. 18-31, 2013. (In Persian)
- [14] U. Ghia, KN. Ghia, CT. Shin, High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multi grid method, *J Comput. Phys.*, Vol. 48, pp. 387-411, 1982.
- [15] E. M. Wahba, Steady flow simulations inside a driven cavity up to Reynolds number 35,000, *Computers. & Fluids*, Vol. 66, pp. 85-97, 2012.
- rectangular cavity using the Lattice Boltzmann model, *ScientiaIranica B*, Vol. 19, pp. 303-310, 2012.
- [9] GH. R. Kefayati, M. Gorji-Bandpy, H. Sajjadi, D. D. Ganji, Lattice Boltzmann simulation of MHD mixed convection in a lid-driven square cavity with linearly heated wall, *ScientiaIranica B*, Vol. 19, pp. 1053-1065, 2012.
- [10] M. Prakash, S. B. Kedare, J. K. Nayak, Numerical study of natural convection loss from open cavities, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 51, pp. 23-30, 2012.
- [11] M. M. Rahman, H. F. Oztop, N. A. Rahim, R. Saidur, Kh. Al-Salem, N. Amin, M. A. H. Mamun, A. Ahsan, Computational analysis of mixed convection in a channel with a cavity heated from different sides, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 78-84, 2012.