

# مدل کردن جریان سیال مذاب و انتقال حرارت غیر فوریه ای در جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلازما

رامین عابدی فرد<sup>۱\*</sup> و سیف الله سعدالدین<sup>۲</sup>

اطلاعات مقاله	چکیده
<p><b>واژگان کلیدی:</b> حوضچه مذاب، جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلازما، انتقال حرارت، جریان سیال، غیر فوریه.</p>	<p>برای به دست آوردن دمای گذرای نقاط مختلف جسم و رشد حوضچه مذاب در جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلازما، معادلات پیوستگی و ممنوم به همراه معادله انرژی حل شده‌اند. این آنالیز برای یک صفحه مستطیلی از جنس فولاد ضدزنگ AISI 304 با برنامه نویسی به زبان فرترن ۹۰ انجام شده است. چون معادله انتقال حرارت فوریه ای در زمان های کوتاه و ابعاد بزرگ دقت کافی را ندارد، فرم غیر فوریه ای معادله انتقال حرارت استفاده می شود. منبع حرارتی گوسی به عنوان یک مدل منبع حرارتی در نظر گرفته می شود. معادلات حاکم برای جریان سیال توسط روش حجم محدود حل شده که در آن سرعت و فشار کوپل شده از روش سیمپل به دست آمده است. از روش Power-Law و شبکه جابجا شده برای گسسته سازی معادلات استفاده گردیده و همچنین از روش اختلاف محدود برای حل معادله ی انرژی استفاده می شود. تاثیر هدایت حرارتی، جریانات سیال و نیروهای وارده به حوضچه مذاب در فرآیند ذوب در نظر گرفته می شود. ویژگی های ترموفیزیکی از قبیل هدایت حرارتی، ظرفیت گرمایی و ویسکوزیته دینامیکی تابعی از دما هستند. انتقال حرارت به محیط اطراف، توسط دو نوع مکانیزم انتقال حرارت تابش و همرفت صورت می گیرد. نتایج عددی به منظور اعتبارسنجی، با نتایج تجربی مقایسه شده است. در انتها نتایج این مقاله برای چنین مسئله ای با نتایج حاصل از فرض انتقال حرارت فوریه ای مقایسه می شود. نتایج نشان می دهد که ضخامت حوضچه مذاب در جوشکاری سوراخ کلیدی PAW در سطح مقطع فلز و زمان رسیدن ناحیه ی مذاب به انتهای ضخامت فلز در مقایسه با اندازه گیری های تجربی تطابق خوبی دارند.</p>

## ۱- مقدمه

پیش بینی صحیح از هندسه جوش و چرخه های حرارتی در قطعه جوشکاری شده نیاز به درک جامعی از انتقال حرارت و جریان سیال در حوضچه مذاب دارد. بدیهی است که توسعه یک شبیه سازی موثر نیاز به آنالیز دقیق جریان سیال و انتقال حرارت در طول جوشکاری و درک صحیحی از وابستگی متغیرها و پارامترهای فرآیند به توزیع دما دارد. در سال های اخیر اهمیت انتقال حرارت جابجایی<sup>۲</sup> در حوضچه مذاب و وجود نیروهای وارده برای

چون جوش نفوذ عمیق می تواند به وسیله جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلازما ایجاد شود، بنابراین به طور گسترده برای اتصال صفحات ضخیم فلزی و آلیاژها مورد استفاده قرار می گیرد.

\* پست الکترونیک نویسنده مسئول: ramin.mecanic2@gmail.com  
۱. دانشجوی کارشناسی ارشد مکانیک، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان

۲. دانشیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان

<sup>2</sup> convection

پیش بینی سرعت انتشار حرارت نامحدود است. زیرا هنگامی که گرادیان دما و یا شار گرمایی در ماده ای خیلی شدید باشد و در مطالعه انتقال گرما در بازه های زمانی بسیار بسیار کوتاه، سرعت انتشار موج گرما برخلاف فرض قانون فوریه متناهی است. بنابراین هنگامی که زمان انتقال انرژی در شبکه مولکولی در نظر گرفته شود انتقال حرارت هدایتی از معادله کلاسیک فوریه پیروی نکرده و معادله انتقال حرارت غیرفوریه ای مورد استفاده قرار می گیرد.

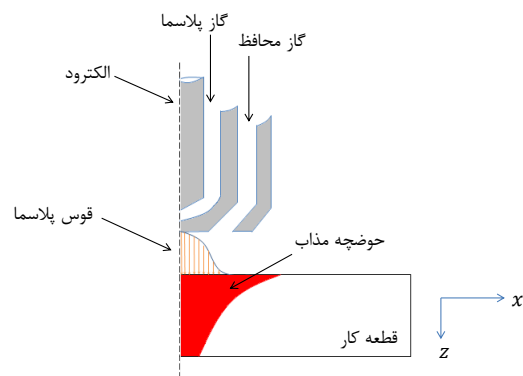
سو و رابینسکی [۷] جریان دو بعدی در یک مسئله عادی برای جریان جت پلاسمای محوری، جریان حوضچه مذاب و میزان دمای همراهی شده با PAW پایدار را بررسی کردند و اثرات کشش سطحی را نادیده گرفتند. ساده سازی مسئله با فرض یک حفره با شعاع ثابت انجام گرفت. کینینی و رابینسکی [۸] یک مدل المان محدود<sup>۳</sup> و حالت شبه پایدار برای محاسبه شکل حوضچه مذاب، جریان سیال و میدان دما را در نظر گرفتند و شکل حفره را براساس نتایج آزمایشگاهی فرض کردند. در این مطالعه اثر متقابل بین حوضچه مذاب و حفره در نظر گرفته نشد. نیهاد [۹] یک مسئله تغییر فاز انتقال حرارت دو بعدی گذرای غیرخطی با منبع گرمایی در حال حرکت را بررسی کرد. از روش های حجم کنترل و آنتالپی برای آنالیز توزیع دما در یک صفحه فولادی ضدزنگ AISI-304 در طول فرآیند با جوشکاری PAW استفاده شد. در این مدل قسمتی از گرمای جذب شده به وسیله جابجایی و تشعشع و بقیه آن به وسیله هدایت از طریق صفحه منتقل می شد و اثر تبخیر فلز در نظر گرفته نشد. با تغییر سرعت جوشکاری مشخص شد که در سرعت های پایین، زمان بیشتری لازم است تا توزیع دما در ناحیه ی جامد به حالت پایدار برسد.

سد و دیدلیک [۱۰] ذوب یک جسم جامد نیمه بینهایت را در حالت یک بعدی با توجه به تئوری غیر فوریه ای کاتانو و ورنوت بررسی کردند. آنها ثابت کردند که بر خلاف تئوری کلاسیک فوریه که پیش بینی می کرد سرعت انتشار حرارت نامحدود است، تئوری غیر فوریه ای بیان می کند که سرعت اختلال حرارتی محدود می باشد. همچنین اثرات محدودیت سرعت موج حرارتی بر روی

حرکت سیال به طور جزئی به وسیله مدل های ریاضی شناخته شده است.

تغییرات ساختمان میکروسکوپی ناشی از جوشکاری که شامل رشد ریزدانه ها، تغییر فاز و آنالینگ (بازپخت کامل) است سبب تغییر در سائز ریزدانه ها، نسبت فاز و ریخت شناسی<sup>۱</sup> ساختمان میکروسکوپی در ناحیه جوش می شود [۳-۱]. میزان تغییرات ساختمان میکروسکوپی به چرخه حرارتی و تغییر شکل های گوناگون در ناحیه جوش بستگی دارد.

چگالی انرژی بالای جوشکاری با قوس پلاسما<sup>۲</sup> سبب می شود دمای بخشی از قطعه کار به نقطه ذوب برسد. در حقیقت فلز ذوب می شود. مطابق شکل ۱ در این ناحیه حوضچه مذاب تشکیل می شود.



شکل ۱- نمای کلی جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلاسما

اندازه گیری های تجربی دما با قرار دادن ترموکوپل هایی در قطعه کار امری طاقت فرسا، پرهزینه و زمان گیر است. به علاوه تنها تعداد بسیار محدودی از ترموکوپل ها می توانند در قطعه کار قرار گیرند. همچنین به دلیل وجود ناحیه ی کوچک ذوب و دماها و گرادیان های دمایی بسیار بالا، اندازه گیری دقیق دماها در قطعه کار بسیار دشوار است. بنابراین مدل های عددی گرما و انتقال جرم در قطعه کار بسیار مفید است [۴-۶]. همچنین اندازه گیری سرعت های جریان سیال در حوضچه مذاب بسیار داغ و با سائز کوچک بسیار سختتر از اندازه گیری دما می باشد.

بسیاری از تحقیقات نشان می دهد که مدل فوریه ای دارای ضعف های متعددی می باشد. مهم ترین ضعف آن

<sup>1</sup> Morphology

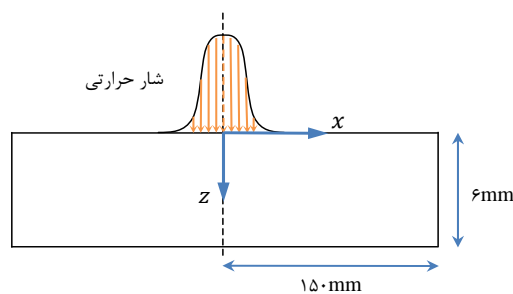
<sup>2</sup> Plasma Arc Welding

<sup>3</sup> Finite Element

برای ساده سازی و کاهش حجم محاسبات شرط تقارن<sup>۱</sup> را لحاظ کرده و می توان آنالیز را در دو بعد انجام داد. این ساده سازی منجر به محدودیت جوشکاری در سرعت های بسیار پایین می شود.

## ۲- مدل ریاضی و حل عددی

در طول جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلازما برای سرعت های جوشکاری بسیار پایین در نتیجه ی طبیعت جریان و توزیع دما می توان میدان های دما و سرعت را در دو بعد بررسی کنیم. این کار را در مختصات کارتزین انجام می دهیم. معادلات پیوستگی، ممنتوم و انرژی برای ایجاد مدل ریاضی استفاده می شوند. به دلیل تقارن فقط نیمی از قطعه کار مورد بررسی قرار می گیرد. شکل ۲ یک سیستم دو بعدی را نشان می دهد که روی قطعه کار واقع شده است. محور  $x$  در امتداد قطعه کار و محور  $z$  در امتداد ضخامت آن می باشد.



شکل ۲- محور مختصات روی قطعه کار

### ۲-۱- به دست آوردن معادلات حاکم

یک جریان سیال نیوتنی، آرام و غیر قابل تراکم در حوضچه مذاب فرض می شود. بنابراین جریان فلز مایع داخل حوضچه مذاب به وسیله ی روابط پیوستگی و ممنتوم نمایش داده می شود:

معده پیوستگی:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

معادلات ممنتوم:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \frac{\partial (uu)}{\partial x} + \rho \frac{\partial (uw)}{\partial z}$$

پدیده ی ذوب را تعیین کردند. نهایتاً به این نتیجه رسیدند که نتایج تئوری غیر فوریه ای با نتایج تئوری فوریه ای فقط در مقادیر زمانی کوچک با یکدیگر متفاوت است.

فانگ مینگ جیانگ [۱۱] آزمایشاتی را بر روی جسم متخلخلی که بوسیله یک میکروثانیه پالس لیزر گرم شده بود، انجام داد. نتایج آزمایشات نشان می دهد که اگر اختلال حرارتی به اندازه ی کافی بزرگ باشد (بدین معنی که مدت پالس به اندازه ی کافی کوچک و فلاکس حرارتی پالس به اندازه ی کافی بزرگ باشد) امکان مشاهده ی واضح پدیده ی انتقال حرارت هدایتی غیر فوریه ای در نمونه آزمایش ممکن بوده و این پدیده ی انتقال حرارت هدایتی غیر فوریه ای فقط در نواحی خیلی محدود اطراف محل اختلال حرارتی اتفاق می افتد.

وو و همکارانش [۱۲] با استفاده از یک مدل منبع گرمایی جدید برای حفره ی شکل گرفته از PAW در حالت سوراخ کلیدی و استفاده از روش اختلاف محدود، پروفیل دمایی را آنالیز کردند. مدل استفاده شده در این مقاله، منبع گرمایی با توزیع حالت پایدار گاوسی (QPAW) بود. لی و همکارانش [۱۳] یک مدل گذرای سه بعدی را به منظور بررسی جریان سیال و انتقال حرارت در حوضچه مذاب با حفره ی متغیر در طول جوشکاری با قوس پلاسمای ثابت پیشنهاد دادند. آن ها از روش level set برای تعیین مرز در حال حرکت حفره و تکامل حفره و حوضچه مذاب در فرآیند PAW ثابت برای قطعه فولادی ضدزنگ استفاده کردند.

وقتی قوس پلازما به قطعه کار گرما می دهد و حوضچه مذاب شکل می گیرد، جریان سیال در حوضچه مذاب به وسیله نیروهای حجمی (از قبیل نیروی الکترومغناطیسی و نیروی شناوری) و نیروهای سطحی (برای مثال نیروی گرادیان کشش سطحی) رانده می شود. جریان سیال در حوضچه مذاب روی پروفیل دما تاثیر می گذارد. از طریق مدل کردن جریان سیال و انتقال حرارت در حوضچه ی مذاب در PAW، می توان پارامترهای فرآیند را برای به دست آوردن کیفیت بالای ساختار جوش بهینه کرد. در این مقاله بر خلاف تحقیقات دیگر میدان دمایی با استفاده از مدل غیرفوریه ای بدست می آید.

<sup>1</sup> Axisymmetric

که  $\vec{F}_e$  نیروی الکترومغناطیسی و  $\vec{F}_{bu}$  نیروی شناوری هستند. این دو ترم همان نیروهای حجمی اند [۱۹]:

$$\vec{F}_e = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 \sigma_j^2 x^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_j^2}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_j^2}\right)\right] \left(1 - \frac{z}{l}\right)^2 x \cdot \vec{i} + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 l x^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_j^2}\right)\right]^2 \times \left(1 - \frac{z}{l}\right) \cdot \vec{k} \quad (۷)$$

$$\vec{F}_{bu} = -\rho g \beta_0 (T - T_0) \cdot \vec{k} \quad (۸)$$

ترم  $\vec{F}_f$  تنها روی سطح گاز-مایع عمل می کند بنابراین در سیال دورنی  $\vec{F}_f$  در معادله ممنوم صفر است. فرض می شود کسر مایع ( $f_L$ ) به طور خطی با دما تغییر می کند [۲۰].

$$f_L = \begin{cases} 1 & T > T_L \\ \frac{T - T_S}{T_L - T_S} & T_S \leq T \leq T_L \\ 0 & T < T_S \end{cases} \quad (۹)$$

$T_S$  و  $T_L$  به ترتیب دمای حالت مایع و جامد فلز می باشند.

مروری بر تحقیقات نشان می دهد که همه مطالعات انتقال حرارت همراه با تغییر فاز بر پایه قانون انتقال حرارت فوریه ای استوار بوده است.

$$q = -K \nabla T \quad (۱۰)$$

معادله (۱۰) همراه با بقا انرژی معادله انتقال حرارت پارابولیک را نتیجه می دهد:

$$\frac{D(\rho C_p T)}{Dt} = \nabla \cdot (K \nabla T) \quad (۱۱)$$

اما چون این مدل سرعت انتشار حرارت را نامحدود فرض می کند بنابراین نمی تواند مدل دقیقی باشد. کاتانو [۲۱] و ورنوت [۲۲] مدل موج حرارتی در جامدات را به فرم زیر ارائه دادند:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{q}{\tau} = -\frac{K}{\tau} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (۱۲)$$

$$= \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + S_u \quad (۲)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \frac{\partial(uw)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(w^2)}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + S_w \quad (۳)$$

ترم های منبع معادلات ممنوم این گونه می باشند [۱۴-۱۵]:

$$S_u = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} - C \left( \frac{(1-f_L)^2}{f_L^3 + B} \right) u + F_x \quad (۴)$$

$$S_w = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} - C \left( \frac{(1-f_L)^2}{f_L^3 + B} \right) w + F_z \quad (۵)$$

در معادلات بالا، اولین ترم سمت راست گرادیان فشار را نشان می دهد. ترم های دوم و سوم ترم های ویسکوزیته هستند. ترم چهارم اتلاف اصطکاکی در ناحیه خمیری<sup>۱</sup> را بر اساس معادله ی Carman-Kozeny برای جریان از طریق ماده ی متخلخل نشان می دهد، [۱۶-۱۷] جایی که  $f_L$  کسر مایع،  $B$  عدد ثابت بسیار کوچک ( $10^{-6}$ ) جهت جلوگیری از صفر شدن مخرج کسر و  $C$  عدد ثابتی است که بر اساس ریخت شناسی ناحیه خمیری انتخاب می شود. (در مطالعه حاضر مقدار  $1.6 \times 10^4$  انتخاب شده است [۱۷])

ترم چهارم در معادلات (۴) و (۵) برای تغییر فاز جامد-مایع در قطعه کار می باشد که اساس آن بر مبنای روش شبکه ثابت<sup>۲</sup> که توسط ولر [۱۸] بیان شده است می باشد، به طوری که انتقال ممنوم و انتقال حرارت در محل تغییر فاز را داخل معادلات حاکم جایگذاری می کند.

ترم های  $F_x$  و  $F_z$  مولفه های نیروی بردار  $F(\vec{F})$  را به ترتیب در جهات  $x$  و  $z$  نشان می دهد. نیروی  $\vec{F}$  شامل نیروی حجمی  $\vec{F}_b$  و نیروی سطحی  $\vec{F}_f$  می باشد.

$$\vec{F} = \vec{F}_b + \vec{F}_f = (\vec{F}_e + \vec{F}_{bu}) + \vec{F}_f \quad (۶)$$

<sup>1</sup> Mushy

<sup>2</sup> Fixed-Grid

باشد زیرا هیچ جریانی به طرف بیرون و بالای سطح حوضچه مذاب وجود ندارد.

در جایی که فلاکس حرارتی داریم شرط مرزی این گونه بیان می شود:

$$-K \frac{\partial T}{\partial z} = q(x, z) - a_{cr}(T - T_0) \quad (17)$$

که در آن  $a_{cr}$  ضریب اتلاف حرارتی ناشی از جابجایی و تشعشع از صفحه فلزی به هوا می باشد.

شار حرارتی در سطح قطعه کار به عنوان توزیع گرمای گاوسی این گونه بیان می شود:

$$q(x, z) = \frac{3\eta UI}{\pi r_h^2} \exp\left(-\frac{3x^2}{r_h^2}\right) \quad (18)$$

به طور مشابه در سطوح دیگر هم شرط مرزی برای انتقال حرارت وجود دارد.

ب- سطح متقارن:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \text{و} \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

ج- سطح پایین:

برای جوشکاری نفوذ جزئی که در آن نفوذ جوش به انتهای ضخامت قطعه کار نمی رسد، سیال در آن ناحیه تشکیل نمی شود و سرعت های سیال صفر می باشند. اما در جوشکاری نفوذ کامل که در زمان مشخصی فلز مایع در پایین قطعه کار ایجاد می شود، سطح پایینی را صاف فرض کرده و برای ارتباط جریان سیال و انتقال حرارت رابطه ای همانند زیر را در نظر می گیریم که در آن شرط مرزی سرعت رانده شده توسط نیروی مارانگونی، در سطح پایین حوضچه ی مذاب فرض می شود.

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} = -f_L \frac{dy}{dT} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (21)$$

$$w = 0$$

د- سطوح جامد:

در تمام سطوح جامد در بیرون حوضچه ی مذاب، شرایط مرزی برای جریان و سرعت ها صفر قرار داده می شوند، به گونه ای که در مرز مشترک جامد-مایع هم داریم:

پارامتر  $\tau$  زمان آسودگی (Relaxation Time) و از نظر فیزیکی زمان ارتباط محدود بین ذرات ماده می باشد. معادله بقا انرژی در راستای  $x$  این گونه می باشد:

$$q_x = q_{x+dx} + \frac{D}{Dt}(\rho C_p T) dV \quad (13)$$

سرانجام با ترکیب معادله کاتانو با معادله بقا انرژی و ساده سازی، معادله انتقال حرارت هذلولی در دو بعد به دست می آید:

$$\rho \left( \frac{\partial(C_p T)}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2(C_p T)}{\partial t^2} + \frac{\partial(u C_p T)}{\partial x} + \tau \frac{\partial^2(u C_p T)}{\partial t \partial x} \right) + \frac{\partial(w C_p T)}{\partial z} + \tau \frac{\partial^2(w C_p T)}{\partial t \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + S_h \quad (14)$$

مقدار ترم منبع ( $S_h$ ) در نتیجه ی مقدار گرمای نهان می باشد [۱۴-۱۵].

$$S_h = -\rho \frac{\partial(f_L L)}{\partial t} - \rho \frac{\partial(u f_L L)}{\partial x} - \rho \frac{\partial(w f_L L)}{\partial z} \quad (15)$$

معادلات جریان سیال و انتقال حرارت برای کل قطعه کار حل می شوند.

## ۲-۲- شرایط مرزی و اولیه

الف- بالای سطح:

سطح بالای جوش به صورت صاف فرض می شود. نیروی سطحی ( $\vec{F}_f$ ) شامل نیروی گرادیان کشش سطحی می باشد که اثر آن در شرط مرزی لحاظ می شود.

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} = f_L \frac{dy}{dT} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16)$$

$$w = 0$$

جایی که  $u$  و  $w$  مقادیر سرعت به ترتیب در جهات  $x$  و  $z$  و  $\frac{dy}{dT}$  ضریب دمایی کشش سطحی هستند. همان طور که در این معادله نشان داده شده است سرعت های  $u$  و  $w$  از اثر مارانگونی<sup>۱</sup> حاصل می شوند. سرعت  $w$  صفر می

<sup>1</sup> Marangoni

معادلات جداسازی شده برای یک متغیر به وسیله ی انتگرال گیری معادله حاکم مربوطه روی کل حجم کنترل فرمول بندی می شوند که معادله نهایی جداسازی شده به فرم زیر می باشد :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} (a_{nb} \phi_{nb}) + a_p^0 \phi_p^0 + S_U \Delta V \quad (24)$$

زیر نویس  $P$  گره را نشان می دهد در حالی که زیر نویس  $nb$  نقاط همسایگی گره  $P$  را نشان می دهد.  $\phi$  یک متغیر کلی از قبیل سرعت یا دما می باشد و  $a$  ضریبی است که بر اساس روش Power-Law به دست می آید،  $\Delta V$  حجم حجم کنترل،  $a_p^0$  و  $\phi_p^0$  به ترتیب ضرایب و مقادیر متغیر کلی در گام زمانی قبلی می باشند. ضریب  $a_p$  این گونه تعریف می شود :

$$a_p = \sum_{nb} a_{nb} + a_p^0 - S_p \Delta V \quad (25)$$

ترم های  $S_U$  و  $S_p$  به عنوان ترم منبع معادله خطی شده شناخته می شوند :

$$S = S_U + S_p \phi_p \quad (26)$$

در هر گام زمانی معادلات جداسازی شده با استفاده از الگوریتم سیمپل حل می شوند. فرایند محاسبات در گام زمانی بعد در صورتی انجام می شود که به معیار همگرایی مشخص شده دست یابیم. رابطه ی همگرایی این گونه بیان می شود :

$$R = \sum_{nb} (a_{nb} \phi_{nb}) + a_p^0 \phi_p^0 + S_U \Delta V - a_p \phi_p \quad (27)$$

در این پروژه معیار همگرایی وقتی حاصل می شود که  $R \leq 10^{-4}$  باشد.

در ابتدا حل برای سه نوع مش بندی  $31 \times 30$  و  $35 \times 35$  و  $41 \times 40$  انجام شده است که نتایج آن مطابق شکل ۴ می باشد. از شکل زیر می توان نتیجه گرفت که استقلال جواب از مش بندی وجود دارد.

$$u_{ls} = 0 \quad \text{و} \quad w_{ls} = 0 \quad (22)$$

ه- شرایط اولیه :

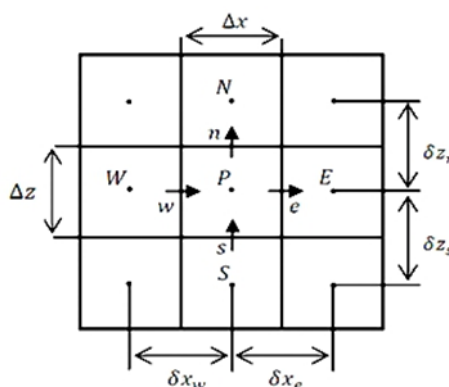
همانطور که از شکل معادله پیداست برای حل معادله نیاز به دو شرط اولیه می باشد :

$$t = 0: \quad T = T_0 \quad (23)$$

$$t = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

### ۲-۳- روش حل

جهت به دست آوردن میدان سرعت و دما، معادلات ممنوم، پیوستگی و انرژی به صورت عددی و با نوشتن برنامه کامپیوتری به زبان فرترن ۹۰ حل می شوند. فرم جداسازی معادلات حاکم بر جریان سیال، توسط روش حجم محدود و با بکار بردن الگوریتم سیمپل انجام می شود. برای جداسازی معادلات از شبکه ی جابجا شده و روش Power-Law استفاده می شود. این روش از دقت بالاتری نسبت به روش هیبرید برخوردار است. در روش Power-Law هنگامی که پکلت بیشتر از ۱۰ باشد دیفیوژن صفر قرار داده می شود و اگر پکلت بین صفر و ۱۰ باشد شار با فرمول چند جمله ای بیان می شود [۲۳]. قلمرو محاسباتی به حجم های کنترلی مستطیلی کوچک تقسیم می شود. متغیر های اسکالر از قبیل فشار و دما در نقاط گره ای در مرکز هر حجم کنترل قرار داده می شوند، در حالی که مولفه های سرعت روی گره های جابجا شده نسبت به مرکز و روی سطوح سلول ها معین می شوند تا پایداری محاسبات عددی حاصل گردد. (مطابق شکل ۳)



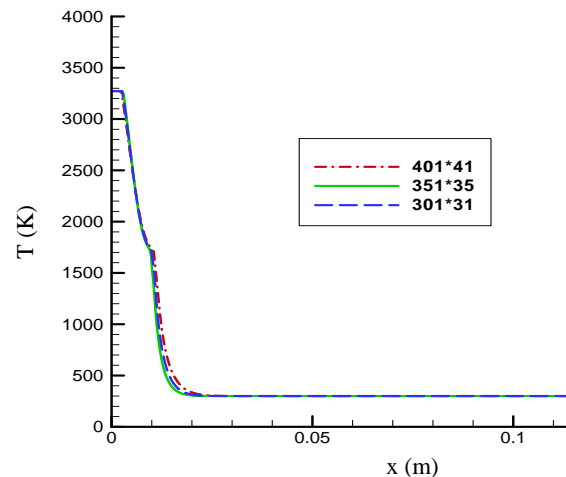
شکل ۳- روش حجم محدود

اطلاعات دیگری که برای محاسبات مورد استفاده قرار گرفته در جدول ۱ لیست شده است.

جدول ۱- خواص فولاد ضد زنگ AISI 304 و پارامترهای فرآیند جوشکاری

مقدار	خاصیت
7200	چگالی ( $\text{kg/m}^3$ )
0.15	طول صفحه فلزی (m)
0.006	ضخامت صفحه فلزی (m)
300	دمای محیط (K)
1523	دمای حالت جامد (K)
1723	دمای حالت مایع (K)
247000	گرمای نهان ذوب ( $\text{J/kg}$ )
$10^{-4}$	ضریب انبساط حرارتی ( $\text{K}^{-1}$ )
$-0.43 \times 10^{-3}$	ضریب دمای کشش سطحی ( $\text{N/m K}$ )
$0.2 \times 10^{-14}$	زمان آسایش (s) [۲۴]
20	ضریب دیفیوژن گرمایی ( $\text{W/m}^2 \text{K}$ )
9.81	شتاب جاذبه ( $\text{m/s}^2$ )
0.79	بازده قوس
169	جریان الکتریکی (A)
24.2	ولتاژ الکتریکی (V)
0.0005	پارامتر توزیع چگالی جریان (m)
$4\pi \times 10^{-7}$	نفوذپذیری مغناطیسی (H/m)
15	فاکتور تنظیم
0.00334	شعاع قوس پلازما روی صفحه فلزی (m)
0.0014	شعاع قوس پلازما در نازل مشعل (m)
0.0081	شعاع منبع حرارتی (m)

به دلیل آنکه دمای جوشش فولاد ضد زنگ در حدود ۳۲۷۳ کلوین است، بنابراین منطقی است که دمای بالاتر از این مقدار را در برنامه همین عدد در نظر بگیریم تا از ایجاد دمای اضافی در میدان حل جلوگیری کنیم [۱۵]. برای اعتبار سنجی شبیه سازی جوش، یک راه رایج وجود دارد و آن مقایسه ی ابعاد اندازه گیری شده ی جوش در سطح مقطع برای حالت تجربی، با نتایج عددی بدست آمده می باشد. شکل ۵ عمق حوضچه ی مذاب بر حسب زمان را با توجه به مقاله [۱۳] و حالت محاسبه شده در این تحقیق نشان می دهد. مشاهده می شود که اندازه ی عمق حوضچه مذاب در سطح مقطع در زمان های مختلف برای هر دو منحنی تقریباً با هم مطابقت می کنند.



شکل ۴- نمودار دما بر حسب مکان روی سطح بالایی

بنابراین جهت بهبود درستی محاسبات از یک شبکه  $۱۵۰\text{mm} \times ۶\text{mm}$  برای میدان حل  $۳۵۱ \times ۳۵$  (ضخامت  $\times$  طول) استفاده می شود.

### ۳- نتایج و بحث

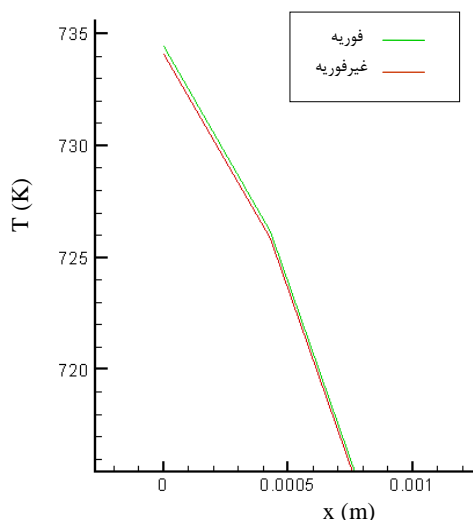
همانطور که ذکر شد قطعه کار به شکل مستطیلی از جنس فولاد ضدزنگ AISI 304 است که طول و ضخامت آن به ترتیب  $۱۵۰\text{mm}$  و  $۶\text{mm}$  می باشد. در این مطالعه ولتاژ و جریان جوشکاری به ترتیب دارای مقادیر ثابت  $۲۴/۲\text{V}$  و  $۱۶۹\text{A}$  می باشند. تغییرات بعضی از خواص فیزیکی با دما در زیر آمده است:

$$K = \begin{cases} 10.717 + 0.014955 T & T \leq 780\text{K} \\ 12.076 + 0.013213 T & 780\text{K} \leq T \leq 1672\text{K} \\ 217.12 - 0.1094 T & 1672\text{K} \leq T \leq 1727\text{K} \\ 8.278 + 0.0115 T & T \geq 1727\text{K} \end{cases} \quad (۲۸)$$

$$C_p = \begin{cases} 438.95 + 0.198 T & T \leq 773\text{K} \\ 137.93 + 0.59 T & 773\text{K} \leq T \leq 873\text{K} \\ 871.25 - 0.25 T & 873\text{K} \leq T \leq 973\text{K} \\ 555.2 + 0.0775 T & T \geq 973\text{K} \end{cases} \quad (۲۹)$$

$$\mu = \begin{cases} 7.06 & T \leq 1713\text{K} \\ 37.203 - 0.0176 T & 1713\text{K} \leq T \leq 1743\text{K} \\ 20.354 - 0.008 T & 1743\text{K} \leq T \leq 1763\text{K} \\ 34.849 - 0.0162 T & 1763\text{K} \leq T \leq 1853\text{K} \\ 13.129 - 0.0045 T & 1853\text{K} \leq T \leq 1873\text{K} \\ 4.67 & T \geq 1873\text{K} \end{cases} \quad (۳۰)$$

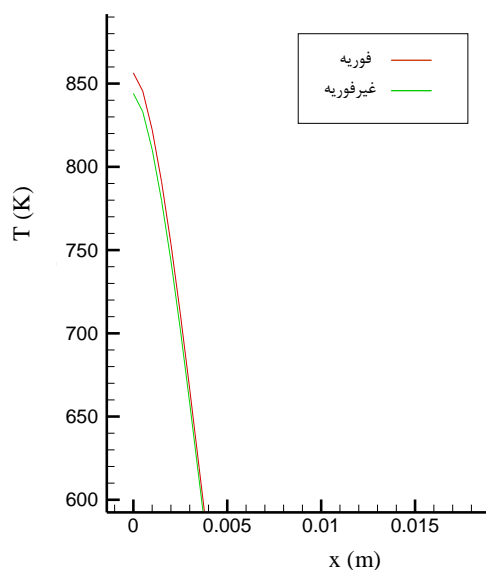
که در این معادله واحد ویسکوزیته دینامیکی  $(10^{-3} \text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-1})$  است.



شکل ۶- نمودار دما بر حسب مکان روی سطح فلز در زمان  $10^{-4}$  s به دو روش فوریه و غیر فوریه

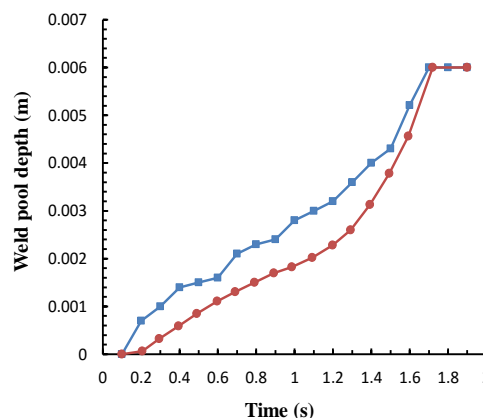
بدیهی است که دما در حالت فوریه ای نسبت به حالت غیر فوریه ای بیشتر است.

شکل ۷ نمودار دما بر حسب مکان روی سطح فلز را برای دو حالت فوریه ای و غیر فوریه ای در لحظه  $0.35 \times 10^{-3}$  s نشان می دهد.



شکل ۷- نمودار دما بر حسب مکان روی سطح فلز در زمان  $0.35 \times 10^{-3}$  s به دو روش فوریه و غیر فوریه

پدیده ی انتقال حرارت هدایتی غیر فوریه ای فقط در نواحی خیلی محدود اطراف محل اختلال حرارتی اتفاق می افتد که این مورد را می توان در نمودارهای بدست آمده مشاهده کرد، یعنی جایی که شار حرارتی به قطعه



با توجه به مقاله ی دیگر [۱۳] با توجه به مدل سازی عددی در این تحقیق

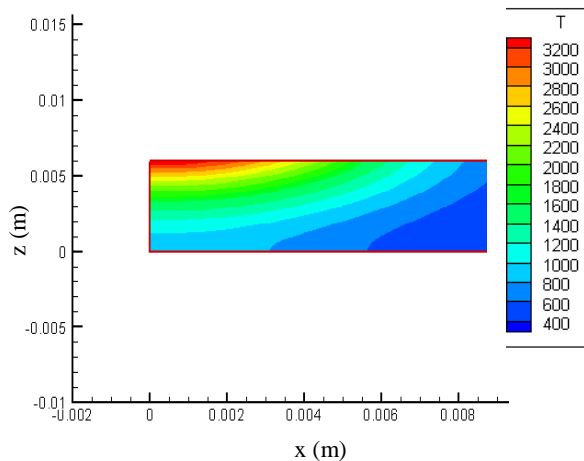
شکل ۵- نمودار عمق حوضچه ی مذاب بر حسب زمان

مرز حوضچه مذاب به وسیله خط همدمای جامدی (K) (۱۵۲۳) مشخص می شود. با توجه به نتایج آزمایشگاهی زمان محاسبه شده برای رسیدن خط ذوب به انتهای ضخامت فلز  $1/72$  s است که این مقدار برای نتایج عددی  $1/76$  s تخمین زده شده است. بنابراین بسیار نزدیک به حالت آزمایشگاهی می باشد.

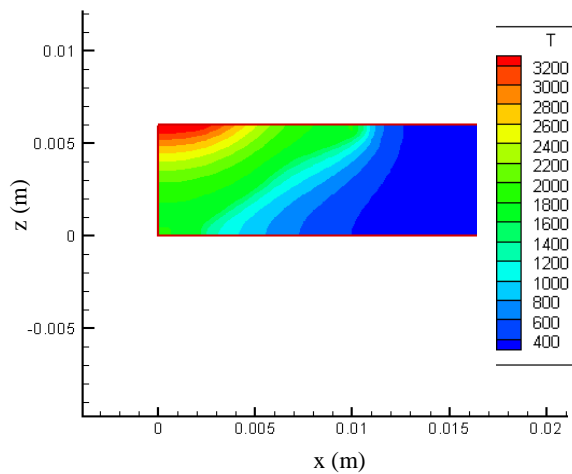
با توجه به اینکه مدل فوریه ای سرعت انتشار حرارت را نامحدود فرض می کند به همین دلیل در زمان های کوتاه و ابعاد بزرگ دقت کافی را ندارد. بنابراین فرم غیر فوریه ای معادله انتقال حرارت استفاده شده است تا با حالت فوریه ای مقایسه شود. این مورد هم توسط سد و دیدلیک [۱۰] بررسی شد و آن ها به این نتیجه رسیدند که نتایج تئوری غیر فوریه ای با نتایج تئوری فوریه ای فقط در مقادیر زمانی کوچک با یکدیگر تفاوت دارند.

در این تحقیق این نتیجه حاصل شد که در زمان های بسیار کوچک نتایج فوریه ای با غیر فوریه ای تفاوت دارند. با توجه به شکل ۶ مشاهده می شود که در شروع برخورد شار حرارتی به فلز این اختلاف نتیجه در حالت فوریه ای با غیر فوریه ای دیده می شود.





(الف)



(ب)

شکل ۹- توزیع دما در لحظه ی  $t = 1.76 s$  بدون در نظر گرفتن جابجایی (هدایت خالص) (ب) با در نظر گرفتن جابجایی

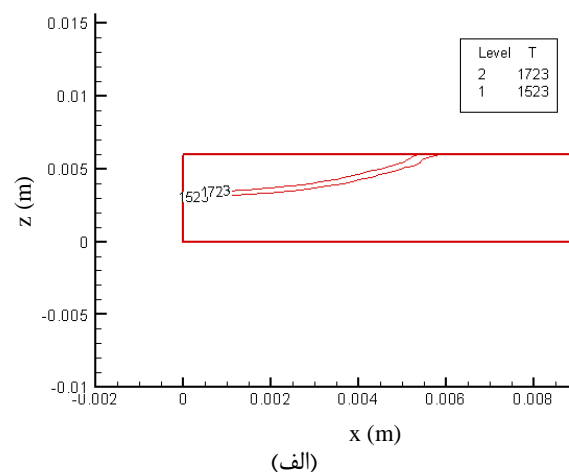
ناحیه خمیری ، ناحیه ی دو فازی جامد+ مایع است که بعنوان ناحیه ای بین دو خطوط همدمای حالت مایع و حالت جامد تعیین می شود. همانطور که در شکل ۸ مشاهده می شود اندازه ی ناحیه ی خمیری در طول جوشکاری بسیار کوچک است که دلیل آن گرادیان دمای بزرگ در قطعه کار می باشد.

شکل ۱۰ خطوط همدمای و توزیع دما را در زمان های  $t = 0.38 s, 1.62 s$  نشان می دهد. مشاهده می شود که با گذشت زمان نفوذ گرما در قطعه کار افزایش می یابد

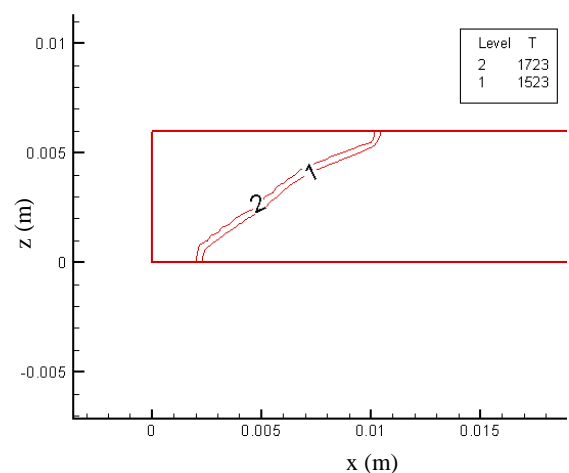
کار وارد می شود (مبدا مختصات) اختلاف در نتایج برای حالت های فوریه ای و غیر فوریه ای مشخص است.

اکنون نتایج را در زمان های بزرگتر بررسی می کنیم که در این صورت نتایج برای حالت های فوریه ای و غیر فوریه ای یکسان است.

برای نشان دادن اهمیت جابجایی روی شکل حوضچه مذاب و میدان دمایی در قطعه کار، محاسبات را تنها با در نظر گرفتن انتقال حرارت هدایت و نادیده گرفتن جریان سیال انجام می دهیم. در غیاب جابجایی انتقال حرارت به طور قابل توجهی کاهش می یابد که در نتیجه حوضچه مذاب باریکتر می شود. اشکال ۸-الف و ۸-ب مقایسه ی تاثیر جابجایی و هدایت خالص را در اندازه ی شکل حوضچه مذاب در لحظه ی  $t = 1.76 s$  نشان می دهند. همچنین اشکال ۹-الف و ۹-ب این مقایسه را برای توزیع دما نمایش می دهند.



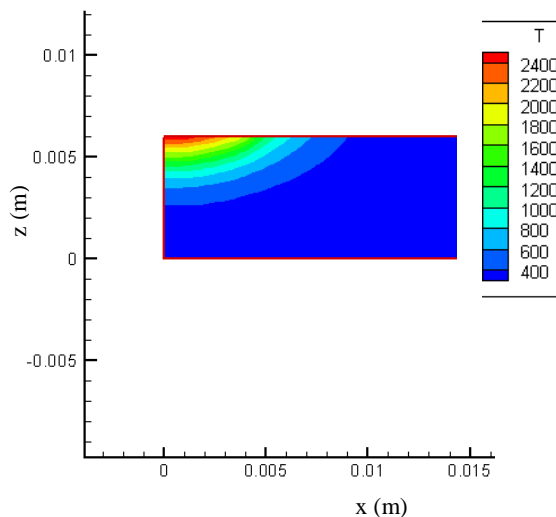
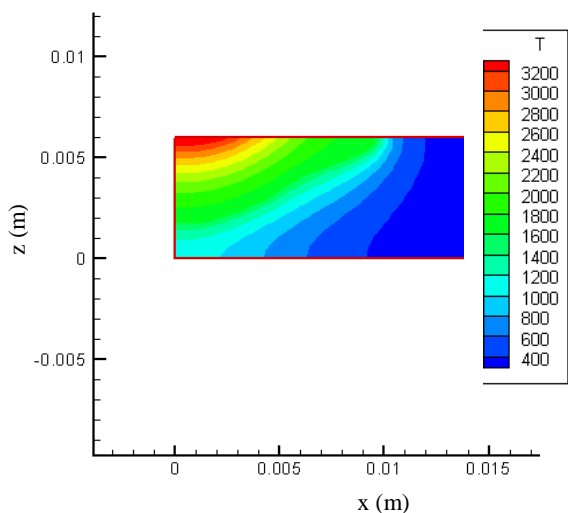
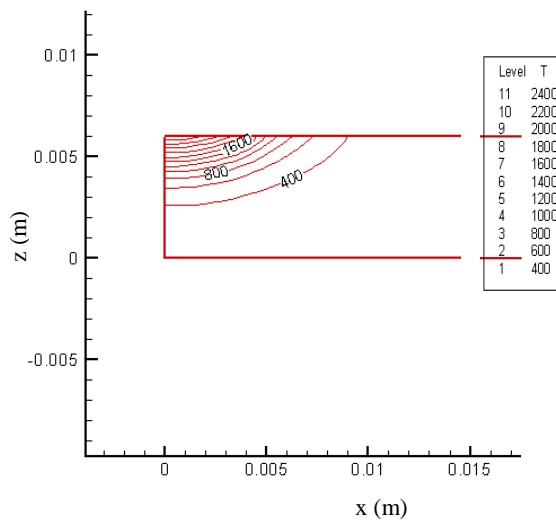
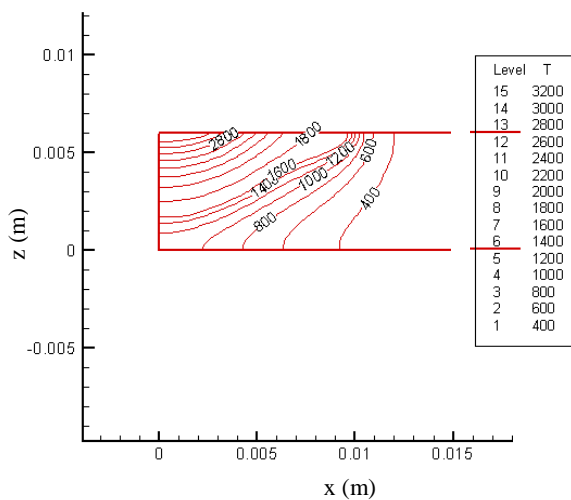
(الف)



(ب)

شکل ۸- اندازه ی شکل حوضچه مذاب در لحظه ی  $t = 1.76 s$  بدون در نظر گرفتن جابجایی (هدایت خالص) (ب) با در نظر گرفتن جابجایی

و به دلیل وجود جریان سیال شکل خطوط همدمای تغییر می کند.



(ب)

(الف)

شکل ۱۰- خطوط همدمای و توزیع دما در زمان های الف)

$$t = 1.62 s \text{ (ب) } t = 0.38 s$$

جریان جوشکاری بالا، گرادیان دما در حوضچه مذاب و قدرت جابجایی مارانگونی به طرف بیرون را افزایش می دهد. شکل ۱۱ نمودار دما برحسب زمان را در نقطه ی  $(x = 4 \text{ mm}, z = 0)$  برای دو مقدار مختلف شار حرارتی ورودی در نتیجه افزایش جریان الکتریکی  $(I = 145 \text{ A}, 169 \text{ A})$  به قطعه کار نشان می دهد.

فوریه به هم نزدیک هستند. بنابراین استفاده از فرم غیرفوریه ای برای کاربردهای بسیار حساس و همچنین برای موادی که مقدار  $\tau$  بالایی دارند (مانند بافت گوشت، شن و ماسه) اهمیت پیدا می کند.

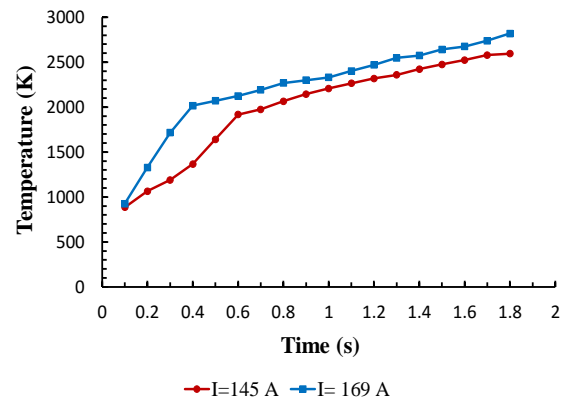
(۳) اندازه ی عمق حوضچه ی مذاب و زمان محاسبه شده برای رسیدن این ناحیه به انتهای ضخامت فلز با استفاده از مدل عددی، تطابق خوبی با نتایج مقاله دیگر داشت و علت نداشتن انطباق کامل با آن به دلیل نادیده گرفتن اثر حفره ی ایجاد شده در حوضچه ی مذاب در جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلاسما می باشد. حفره ی ایجاد شده در حوضچه ی مذاب، در پخش دما و نفوذ جوش در قطعه کار اثر می گذارد که در این تحقیق از مدل سازی حفره صرف نظر شده است.

(۴) جابجایی سیال در حوضچه مذاب یک مکانیزم بسیار مهم است که توزیع دما و شکل جوش را در آن تعیین می کند. کاهش انتقال حرارت در نزدیکی بالای سطح قطعه کار به خاطر نادیده گرفتن جابجایی منجر به تشکیل حوضچه ی مذاب باریکتر می شود. همچنین شکل خطوط همدمما بدلیل حضور جریان سیال در حوضچه مذاب با گذشت زمان تغییر می کند.

(۵) همانطور که شار حرارتی ورودی به قطعه کار افزایش می یابد گرادیان دما زیاد و زمان نفوذ جوش کمتر می شود. بنابراین اندازه ی شکل حوضچه مذاب در یک زمان مشخص با افزایش جریان الکتریکی نسبت به حالتی که جریان الکتریکی کمتر است بزرگتر می شود.

### فهرست علائم

$a_{cr}$	ضریب پخش حرارتی ( $W/m^2 K$ )
$C_j$	فاکتور تنظیم
$C_p$	ظرفیت گرمایی ( $J/kg K$ )



شکل ۱۱- نمودار دما برحسب زمان در نقطه ی  
( $x = 4 \text{ mm}, z = 0$ )

همان طور که انتظار می رود با افزایش زمان و یا با افزایش جریان الکتریکی، دما افزایش می یابد.

### ۴- نتیجه گیری

انتقال حرارت و جریان سیال در فولاد ضدزنگ AISI 304 در طول جوشکاری سوراخ کلیدی با قوس پلاسما ثابت با استفاده از مدل عددی گذرا در فضای دو بعدی با برنامه نویسی به زبان فرترن ۹۰ بررسی شد. نتایج بدست آمده از حل انجام شده به شرح زیر است:

(۱) علت استفاده از معادله غیر فوریه یا هذلولی در مقایسه با معادله انتقال حرارت فوریه این است که معادله فوریه در زمان های کوچک به دلیل نامحدود فرض کردن سرعت انتشار موج حرارتی سبب می شود تا نتایج دقیقی ارائه نشود. بنابراین رشد میدان دما در حالت فوریه سریعتر از حالت هذلولی می باشد. در نتیجه معادله انتقال حرارت هذلولی در زمان های کوچک و مکان های بزرگ نتایج دقیق تری به ما می دهد. اختلاف بین این دو معادله در نواحی خیلی محدود اطراف محل اختلال حرارتی نمایان تر است.

(۲) در این مطالعه مقدار تفاوت برای حالت های فوریه و غیرفوریه را در زمان های کوچک و همچنین محل بیشترین اختلاف را مشاهده کردیم. چون مقدار  $\tau$  در فلزات بسیار کوچک است، نتایج فوریه و غیر

$t$	زمان (s)	$F_b$	نیروی حجمی بر واحد سطح (Pa)
$T$	دما (K)	$F_{bu}$	نیروی بویانسی بر واحد سطح (Pa)
$T_0$	دمای محیط (K)	$F_e$	نیروی الکترومغناطیسی بر واحد سطح (Pa)
$T_L$	دمای حالت مایع (K)	$f_L$	کسر مایع
$T_S$	دمای حالت جامد (K)	$F_f$	نیروی سطحی بر واحد سطح (Pa)
$u$	سرعت در جهت x (m/s)	$g$	شتاب جاذبه ( $m/s^2$ )
$u_{ls}, w_{ls}$	سرعت در مرز مشترک جامد-مایع (m/s)	$I$	جریان الکتریکی (A)
$U$	ولتاژ الکتریکی (V)	$i$	بردار در جهت x
$w$	سرعت در جهت z (m/s)	$k$	بردار در جهت z
<b>علائم یونانی</b>		$K$	هدایت گرمایی (W/m K)
$\rho$	چگالی ( $kg/m^3$ )	$l$	ضخامت قطعه کار (m)
$d\gamma/dT$	ضریب دمای کشش سطحی (N/m K)	$L$	گرمای نهان ذوب (J/kg)
$\beta_0$	ضریب انبساط حرارتی ( $K^{-1}$ )	$P$	فشار (Pa)
$\tau$	زمان آسایش (s)	$q$	شار گرمایی ( $W/m^2$ )
$\sigma_j$	پارامتر توزیع چگالی جریان (m)	$r_1$	شعاع قوس پلاسما روی صفحه (m)
$\mu$	ویسکوزیته دینامیکی (kg/m s)	$r_2$	شعاع قوس پلاسما در نازل (m)
$\mu_0$	نفوذ پذیری مغناطیسی (H/m)	$r_h$	شعاع منبع حرارتی (m)
$\phi$	متغیر کلی	$S_h$	ترم منبع در نتیجه مقدار گرمای نهان
$\eta$	بازده قوس پلاسما	$S_u$	مولفه منبع نیرو در جهت x
		$S_w$	مولفه منبع نیرو در جهت z
		$S_p, S_U$	ترم های منبع کلی

## مراجع

- [1] T. DebRoy and S. Kou "Heat Flow in Welding", 9<sup>th</sup> Edition, Chapter 3, Welding Handbook, vol. 1, American Welding Society, pp. 87-113, (2001).
- [2] K. Easterling "Introduction to the Physical Metallurgy of Welding", 2<sup>nd</sup> Edition, Butterworth-Heinemann, Oxford, (1992).
- [3] S. Kou "Welding Metallurgy", 2<sup>nd</sup> Edition, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, (2003).
- [4] W. H. Giedt, X. C. Wei, and S. R. Wei, "Effect of surface convection on stationary GTA weld zone temperatures", Welding Journal, vol. 63, no. 12, pp. 376s-383s, (1984).
- [5] W. E. Lukens and R. A. Morris, "Infrared temperature sensing of cooling rates for arc welding control", Welding Journal, vol. 61, no. 1, pp. 27-33, (1982).
- [6] R. Kovacevic, Y. M. Zhang, and S. Ruan, "Sensing and control of weld pool geometry for automated GTA welding", Journal of Engineering for Industry, vol. 117, no. 2, pp. 210-222, (1995).
- [7] Y. F. Hsu, B. Rubinsky, "Two-dimensional heat transfer study on the keyhole plasma arc welding process", Int. J. Heat Mass Trans. 31, 1409-1421, (1988).
- [8] R. G. Keanini, B. Rubinsky, "Plasma arc welding under normal and zero gravity", Weld. J. 69, 41-50, (1990).
- [9] A. Nehad, "Enthalpy technique for solution of stefan problems: to the keyhole Plasma arc process involving moving heat source", Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 22, No. 6, pp. 779-790, (1995).

- [10] M. H. Sadd, J. E. Didlake, "Non- Fourier Melting of a same infinite solid", J. Heat Transfer 2 vol 81, PP. 25-28, (2001).
- [11] F. M. Jiang, "Non- Fourier heat conduction phenomena in porous material heated by microsecond laser pulse", Taylor & Francis, vol 6, PP. 331-346, (2002).
- [12] BY C. S. WU, H. G. WANG, AND Y. M. ZHANG, "A New Heat Source Model for Keyhole Plasma Arc Welding in FEM Analysis of the Temperature Profile", Welding Journal, (2006).
- [13] T.Q. Li, C.S. Wu, Y.H. Feng, L.C. Zheng, "Modeling of the thermal fluid flow and keyhole shape in stationary plasma arc welding", International Journal of Heat and Fluid Flow 34, 117–125, (2012).
- [14] W. Zhang and G. G. Roy, J. W. Elmer, T. DebRoy, "Modeling of heat transfer and fluid flow during gas tungsten arc spot welding of low carbon steel", Journal of Applied Physics, Volume 93, Number 5, (2003).
- [15] R. RAI, T. A. PALMER, J. W. ELMER, AND T. DEBROY, "Heat Transfer and Fluid Flow during Electron Beam Welding of 304L Stainless Steel Alloy", Welding Journal, VOL. 88, (2009).
- [16] V. R. Voller and C. Prakash, "A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phasechange problems", International Journal of Heat and Mass Transfer 30: 1709–1720, (1987).
- [17] A. D. Brent, V. R. Voller, and K. J. Reid, "Enthalpy-porosity technique for modeling convection-diffusion phase change: Application to the melting of a pure metal", Numerical Heat Transfer 13: 297–318, (1988).
- [18] V.R. Voller, C.R. Swaminathan, B.G. Thomas, "Fixed grid techniques for phase change problems: a review", Int. J. Numer. Methods Eng. 30, 875–898, (1990).
- [19] C.S. Wu, "Welding Thermal Processes and Weld Pool Behaviors", 1st ed. CRC Press Taylor & Francis Boca Raton, (2010).
- [20] K. Mundra, T. DebRoy, and K. M. Kelkar, Numer. Heat Transfer, Part A 29, 115, (1996).
- [21] C. Cattaneo, "A Form of conduction Equation Which Eliminates the Paradox of Instantaneous Propagation", Compt.Rend.,vol.247,PP. 431-442, (1986).
- [22] P. Vernotte, "Paradox in the Continuous Theory of Heat Equation", Compt.Rend.,vol.246,PP. 3154-3159, (1986).
- [23] H. K. VERSTEEG and W. MALALASEKERA, "An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method", John Wiley & Sons, New York, (1995).
- [24] N. Ashcroft, N. David, "Solid State Physics", PP: 10, (1975).