### بررسی اثر انتقال حرارت تشعشعی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت در حضور چرخش داخلی قطره\*

مرتضى عنبرسوز (۱) حميد نيازمند (۲)

چکید؟ با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستمهای احتراقی که در آنها از پاشش سوخت استفاده می شود، انتقال حرارت تشعشعی به قطره سوخت تزریق شامه می تواند در نرخ گرم شادن و در نتیجه در طول عمر قطرات دارای اهمیت باشاد. در این مقاله اثر انتقال حرارت تشعشعی به قطره سوخت تزریق شامه می تواند در نرخ گرم شادن و در نتیجه در طول عمر قطرات دارای اهمیت با شاد. در این مقاله اثر انتقال حرارت تشعشعی به دو صورت تابش جهت دار و تابش با تقارن کروی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت با درنظر گرفتن چرخش داخلی آن مورد بررسی به دو صورت تابش جهت دار و تابش با تقارن کروی بر نرخ گرم شادن یک قطره سوخت با درنظر گرفتن چرخش داخلی آن مورد بررسی قرار گرفته است. حوزه سیال در داخل و خارج از قطره، با استفاده از روش حجم کنترل و در حضور انتقال حرارت تشعشعی به قطره، حل شداه اند. از تشوری می (Bustav Mie) برای محاسبه شادت و توزیع تابش جهت دار و از مال سادهسازی شاه می ده دوسروسکی ( Ambrovsky نداداند. از تشوری می (Bustav Mie) برای محاسبه شادت و توزیع تابش جهت دار و از مال سادهسازی شاه مودوسکی ( Abbo Science) برای محاسبه شادت و توزیع تابش جهت دار و از مال سادهسازی شاه می دهد. که حداری انتقال حرارت تشعشعی به قطره، خانه شده اند. از تئوری می (Bustav Mie) برای محاسبه شادت و توزیع تعاون کروی استفاده شاده است. نتایج نشان می دهد که حداکثر جذب برای قطره- ای از از از از از انتقاد خانه شاده است. نتایج نشان می دهد که حداکثر جذب برای قطره- ای از از جنس دودکان در حالت تابش جهت دار عمدتاً در پشت قطره و در حالت تقارن کروی در سطح جلویی قطره اتفاق می افتاد. به علاوه از ای از جنس دودکان در حالت تابش جهت دار تائیز چندانی بر نرخ گرم شادن قطره و در حالت تقارن کروی در سطح جلویی قطره اتفاق می افتاد. به علاوه از ای از جنس دودکان در حالت تابش جهت دار تائیز چندانی بر نرخ گرم شادن قطره و در حالت تقارن کروی در سطح جلویی قطره اتفاق می افتاد. با تقلره در ا

واژههای کلیدی قطره سوخت، تزریق قطرات، نرخ گرم شدن، تابش جهت دار، تابش با تقارن کروی

# Thermal Radiation Heat Transfer Effects on Single Fuel Droplet Heat up Considering it's Internal Circulation

M. Anbarsooz

H. Niazmand

**Abstract** High temperatures are often encountered in almost all of the combustion systems, therefore, thermal radiation heat transfer can influence the droplets heat up rate and consequently their life time. In this paper, the effect of thermal radiation heat transfer is investigated for two cases of directional and spherically symmetric illuminations. The flow and temperature fields insdie and outside of the droplet are solved numerically using control volume approach in the presence of thermal radiation. Mie theory is used for the case of directionally illuminated droplet and Dombrovsky's simplified model is employed for the spherically symmetric illumination to determine the amount and distribution of the absorbed thermal heat inside the droplet. Maximum absorption for a dodecane droplet occurs at the back of the droplet when subjected to directional illumination, while it happens on the surface of the droplet for spherically symmetric illumination. Results show that the heat up rate is less affected by directional radiation whereas spherically symmetric radiation enhances the heat up rate.

Key Words Fuel Droplet, Vaporization Rate, Droplet Injection, Directional Illumination, Spherically Symmetric Illumination

<sup>\*</sup> نسخهی نخست مقاله در تاریخ ۸۹/۷/۱۳ نسخه پذیرش آن در تاریخ ۹۰/۸/۹ و نسخه آماده چاپ آن در تاریخ ۹۰/۹/۱ به دفتر نشریه رسیده است.

<sup>(</sup>۱) نویسندهی مسؤول: دانشجوی دکترای مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

<sup>(</sup>۲) دانشیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

مدل می، مدلی نسبتا کامل برای ارزیابی میزان جذب انرژی تابشی و توزیع آن درون قطرات نیمه شفاف مى باشد [3,4]. اين مدل كه بر پايه حل معادلات الکترومغناطیس ماکسول میباشد، در مقایسه با سایر مدل ها دارای فرضیات ساده کننده ی کمتری است. مهمترين مشكل اين روش هزينه محاسباتي بسيار بالاي آن بوده که استفاده از آن را تاکنون بسیار محدود کرده است. به همین علت تلاشهای بسیاری برای ایجاد یک مدل سادهتر برای محاسبه میزان جذب تشعشع توسط قطرات مايع نيمه شفاف صورت گرفته است. هارپول (Harpole) توزیع شعاعی میزان جذب انرژی تشعشعی توسط قطرات آب را با استفاده از روش تعقیب اشعه محاسبه کرد. سپس تاثیر این حرارت جذب شده را بر نرخ تبخیر قطرات (با استفاده از یک مدل بسیار ساده که در آن از توزیع انرژی تابشی صرف نظر شده و تنها کل انرژی جذب شده توسط قطره در نظر گرفته شده است) بررسی کرد [5]. تونتومو (Tuntomo) و همکاران [6] توزیع دقیق انرژی جذب شده توسط یک ذره کروی را با استفاده از تئوری می و همچنین بـا اسـتفاده از روش تعقيب اشعه بر حسب طول مشخصه (Size parameter) و ضریب شکست مختلط به دست آورده و معیاری برای بازهی صحت روش تعقیب اشعه ارایه کردنـد. بـر مبنای نتایج کار آنها، هنگامی که قطر قطرات در مقایسه با طول موج تابش به اندازه کافی بزرگ باشد، می توان به جای فرض موجی بودن نور، آن را به صورت اشعه-ای که در خط راست حرکت می کند در نظر گرفت. مقایسه نتایج به دست آمده از این تئوری با تئوری می نشان میدهد که استفاده از روش تعقیب اشعه هنگامی قابل قبول است كه داشته باشيم [6]:

 $\frac{2\pi r_{\rm d}}{\lambda} > 20n^3 \tag{1}$ 

که در آن  $r_d$  شعاع قطره،  $\lambda$  طول موج تـابش، n ضریب شکست قطره و  $\kappa$  ضریب جذب آن است. رابطه فوق بـه ازای  $2 \ge n \ge 1$  و  $1 \ge \kappa \ge 0.001$  دارای اعتبار است [6]. آنها با استفاده از توزیع به دست آمـده، مقدمه

امروزه، استفاده از سیستمهای احتراقی که در آنها از تزريق قطرات سوخت مايع استفاده مىشود، بسيار رايج است کے مے توان بے موتور ہای احتراق داخلی، محفظههای احتراق، بویلرهای با سوختهای مایع همچون مازوت، به عنوان مثالهایی پرکاربرد از این سیستمها اشاره کرد. بدیهی است برای طراحی صحیح و بهینه آنها، نیاز به درک دقیقی از دینامیک قطرات تزریق شده، نرخ گرم شدن و تبخیر آنها میباشد [1]. در مسایل واقعی که در آنها با توده ذرات یا اسپریها روبەرو هستيم، با توجه به پيچيدگي بسيار زياد مسأله، استفاده از حل معادلات ناویراستوکس برای محاسبه جریان دقیق اطراف هر قطره در اسپری، به دلیل هزینه محاسباتی بسیار زیاد آن در کاربردهای عملی غیر ممکن است و برای تحلیل این مسایل از تحلیل های تقریبی استفاده می شود. عمالا روابطی که از حل معادلات ناویراستوکس برای یک قطره منفرد به دست میآیند. مبنای مناسبی برای این تحلیلهای تقریبے هسـتند. بـه ہمین دلیل بررسی فرآینـدہای مربـوط بـه یـک قطـرہ منفرد، مورد توجه محققین بسیاری قـرار گرفتـه اسـت [2]. در این مقاله با توجـه بـه بـالا بـودن دمـا در اکثـر سیستمهای احتراقی، به بررسی اثر انتقال حرارت تابشی بر نرخ گرم شدن یک قطرہ سوخت منفرد با درنظر گرفتن چرخش داخلی قطره پرداخته شده است.

تاکنون برای به دست آوردن میزان جذب انرژی از طریق انتقال حرارت تابشی و همچنین توزیع آن درون قطرههای نیمه شفاف، مدلهای مختلفی ارایه شده است [1]. از مهمترین مدلهای موجود می توان به تئوری می (Mie Theory)، روش تعقیب اشعه (تقریب هندسی نوری (Geometrical Optics Approach))، معادله انتقال حرارت تشعشعی Radiation Transfer معادله انتقال حرارت تشعشعی (Di-pole)) و مدل جدید دمبروسکی، اشاره کرد [1]. تنها مسأله انتقال حرارت هدایت گذرا در یک ذره کروی را مورد بررسی قرار دادند [7] و پارامتری برای تعیین میزان اهمیت انتقال حرارت تشعشعی نسبت به انتقال حرارت هدایت معرفی کردند.

با این که معادله انتقال حرارت تشعشعی که در قسمتهای بعدی به آن اشاره شده است، به نسبت تئوری می و روش تعقیب اشعه دارای هزینه محاسباتی کمتری است، اما همچنان برای استفاده در برنامههای چندبعدی و احتراقی مناسب به نظر نمی رسد. دمبروسکی (Dombrovsky) از کسانی است که تلاش زیادی برای ارایه مدلی با هزینه محاسباتی کمتر برای تعیین میزان جذب و گسیل تشعشع توسط قطرات کروی نیمه شفاف انجام داده است. او نیز از مقایسه نتایج تئوری می و معادله انتقال حرارت تشعشعی معیاری برای ارزیابی صحت استفاده از معادله انتقال مازی شدهای به نام 00 مرا که به نسبت حل معادله انتقال حرارت تشعشعی بسیار سادهتر است، ارایه کرد [9,10].

دمبروسکی در ادامه راه خود به همراهی ساژین (Sazhin) در سال ۲۰۰۳، مدلی جدید و ساده تر برای محاسبه میزان جذب انرژی تشعشعی توسط قطرات نیمه شفاف در حالت تشعشع وارده با تقارن کروی ارایه کرد [11]. ساژین مسأله گرم شدن گذرای قطرات سوخت را در حضور انتقال حرارت تشعشعی با استفاده از این مدل ساده سازی شده مورد بررسی قرار داد [12]. او معادله هدایت گذرا را در حضور انتقال حرارت تشعشعی با استفاده از یک روش تحلیلی برای یک قطره منفرد حل کرد.

از پنج مدلی که در بالا نام برده شد، تاکنون تنها تئوری می و روش تعقیب اشعه برای زمانی که تشعشع وارده به قطره جهتدار (Directional Illumination) باشد، مورد استفاده قرار گرفتهاند. در سه مدل دیگر فرض بر این است که تشعشع وارده به قطره، دارای

تقارن کروی (Spherically Symmetric) باشد. در شکل (۱) تشعشع جهتدار و تشعشع با تقارن کروی به طور شماتیک نشان داده شده است. گرچه در بسیاری از کاربردهای عملی به نظر میرسد که تشعشع وارده از شعله به قطرات متقارن نيست (مانند انتقال حرارت تابشی از جبهه شعله به قطرات تزریق شده در یک موتور احتراق داخلي و يا يک محفظه احتراق)، اما پخش شدید تشعشع توسط خود قطرات سوخت و همچنین بالا بودن ضخامت های نوری اسپری های سوخت باعث می شود که تشعشع دریافتی توسط قطرات میانی اسپری به حالت متقارن نزدیکتر باشد. البته باید در نظر داشت که فرض متقارن بودن تشعشع وارده در مورد قطرات کنارههای اسپری از دقت کمتری برخوردار است و در این موارد می بایست از مدل های تابش جهتدار استفاده شود [11]. به همین دلیل در این مقاله هر دو نوع تابش مورد بررسی قرار گرفته است.



شکل ۱ تشعشع تابیده شده به قطره در حالت تقارن کروی (الف)

و جهت دار (ب)

به علاوه، بر خلاف محققین قبلی کـه بـه منظـور محاسبه توزیع دمای داخل یک ذره کروی تحت تـابش تنها معادلـه هـدايت را حـل كـردهانـد، در كـار حاضـر معادلات کامل ناویراستوکس و انرژی درون قطره حل شده و چرخش سیال داخل قطره نیز در محاسبات در نظر گرفته شده است. مطالعات قبلی نشان میدهـد کـه حضور چرخش داخلی سیال، اثرات قابل ملاحظهای بـر افزایش نرخ انتقال حرارت و جرم قطره داشته که نمي توان از آن چشم پوشيد [1]. ابرامزون و سيرگيانو (Abramson and Sirignano) اثر چرخش سیال داخل قطره بر افزایش نرخ انتقال حرارت را با درنظر گرفتن ضريب هدايت حرارت موثر در محاسبات خود وارد کردند [13]. بر مبنای کار آنها می دوان نشیان داد ک ضریب هدایت موثر قطرهای از جنس دودکان با قطر ۱۰۰ مایکرومتر که با رینولدز اولیه ۵۰ تزریق شده باشد، حـدود ۲/۷ برابـر ضـريب هـدايت فيزيكـي دودكـان میباشد. به علاوه توزیع نسبتا پیچیدهی جذب حـرارت تشعشعی میتواند بر توزیع دمای درون قطره و درنتیجه بر چرخش داخلی آن اثرات قابل توجهی داشـته باشـد. در صورت وجود انتقال حرارت تشعشعی، مدل ضریب هدایت موثر اعتبار خود را از دست میدهـد و بایسـتی معادلات کامل ناویراستوکس و انرژی در داخل قطره نیز حل شوند.

در این مقاله به منظور بررسی اثر تشعشع بر نرخ گرم شدن یک قطره منفرد از دو مدل تئوری می و مدل سادهسازی شده دمبروسکی استفاده شده است. از مدل اول برای بررسی اثر تابش جهتدار و از مدل دوم برای بررسی اثر تابش با تقارن کروی استفاده شده و تابعیت ضریب جذب و ضریب شکست از طول موج تابش نیز در محاسبات مربوطه لحاظ شده است.

الکترومغناطیس است، می توان از این خاصیت تابش برای محاسبه میزان جذب حرارت توسط مواد نیمه شفاف استفاده کرد. روابط حاکم بر توزیع و انتشار انرژی تابشی توسط روابط میدان الکتریکی متناظر با امواج الکترومغناطیس قابل بیان است [4].

برای بهدست آوردن توزیع انرژی تابشی جذب شده در یک کره نیمه شفاف، ابتدا باید توزیع میدان الکتریکی داخلی آن تعیین شود. برای هر نقطه در محیط که خواص فیزیکی آن پیوسته باشد، معادلات حاکم بر میدان الکترومغناطیس، معادلات ماکسول میباشند. بنابراین برای به دست آوردن میدان الکترومغناطیس داخل قطره، بایستی معادلات ماکسول در داخل و خارج از قطره حل شوند و در مرز با یکدیگر تطابق داده شوند. این کار توسط می (۱۹۰۸) برای یک کره انجام شده است [4]. برای یک موج تشعشعی تک فام شده است [4]. برای یک کره همگن و ایزوترپیک را الکتریکی داخلی یک کره همگن و ایزوترپیک را

$$\begin{split} \mathbf{E}_{\mathrm{r}} &= \frac{\mathbf{E}_{0}\cos\phi}{\mathbf{m}^{2}\rho^{2}}\sum_{n=1}^{\infty}i^{n+1}(2n+1)\mathbf{a}_{n}\psi_{n}(\mathrm{m}\rho)\mathbf{P}_{n}^{1}(\cos\theta)\\ \mathbf{E}_{\theta} &= \frac{\mathbf{E}_{0}\cos\phi}{\mathrm{m}\rho}\sum_{n=1}^{\infty}i^{n+1}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}\Bigg[\mathbf{a}_{n}\psi_{n}'(\mathrm{m}\rho)\frac{\mathbf{d}\mathbf{P}_{n}^{1}(\cos\theta)}{\mathrm{d}\theta} + \\ &\quad i\mathbf{b}_{n}\psi_{n}(\mathrm{m}\rho)\frac{\mathbf{P}_{n}^{1}(\cos\theta)}{\sin\theta}\Bigg]\\ \mathbf{E}_{\phi} &= -\frac{\mathbf{E}_{0}\sin\phi}{\mathrm{m}\rho}\sum_{n=1}^{\infty}i^{n+1}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}\Bigg[\mathbf{a}_{n}\psi_{n}'(\mathrm{m}\rho)\frac{\mathbf{P}_{n}^{1}(\cos\theta)}{\sin\theta} + \\ &\quad i\mathbf{b}_{n}\psi_{n}(\mathrm{m}\rho)\frac{\mathrm{d}\mathbf{P}_{n}^{1}(\cos\theta)}{\mathrm{d}\theta}\Bigg] \end{split}$$

کے در آن  $E_0$  دامنے (Amplitude) میں دان الکتریکے واردہ، m ضریب شکست مختط (Complex Refractive Index) و  $\rho$  مختصہ شعاعی است که برابر است با:  $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$  (۳)

که در آن r فاصله شعاعی از مرکز قطره و λ طول مـوج تشعشع تابیـده شـده بـه قطـره اسـت. تـابع ،ψ، تـابع ریکاتی- بسل از مرتبه n و پرایمها نشان دهنده مشتق گیری نسبت به آرگمان هستند. همچنین P<sup>1</sup> چندجملهای لژاندر میباشد. ضرایب a<sub>n</sub> و b<sub>n</sub> به صورت زیر تعریف میشوند [4]:

$$a_{n} = \frac{m\psi'_{n}(x)\xi_{n}(x) - m\psi_{n}(x)\xi'_{n}(x)}{m\psi_{n}(mx)\xi'_{n}(x) - \psi'_{n}(mx)\xi_{n}(x)}$$

$$b_{n} = \frac{m\psi_{n}'(x)\xi_{n}(x) - m\psi_{n}(x)\xi_{n}'(x)}{\psi_{n}(mx)\xi_{n}'(x) - m\psi_{n}'(mx)\xi_{n}(x)}$$

(٤)

که rd شعاع قطره است. همچنین <sub>آ</sub>تج ریکاتی بسل نوع سوم میباشد [14]. میتوان نشان داد در حالتی کـه تشعشع وارده غیرپلاریـزه باشـد، مولفـههـای میـدان الکتریکی داخلی را میتوان بـا قـرار دادن π/4 = φ بـه دست آورد [5].

توزیع محلی انرژی تابشی جذب شده را می دوان با استفاده از توزیع میدان الکتریکی داخل قطره با استفاده از رابطه زیر به دست آورد [5]:

$$Q(r,\theta) = \frac{4\pi i \kappa r_0}{\lambda} S(r,\theta)$$
(%)

که در آن S تابع نرمال شده به صورت:  
(۷) 
$$= \left| \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}} \right|^2$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}) = \left| \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}_0} \right| \tag{V}$$

میباشد که E میدان الکتریکی داخل قطره است. بنابراین با معلوم بودن طول مشخصه بدون بعد و ضریب شکست مختلط و همچنین شدت تشعشع وارده، میتوان توزیع انرژی جذب شده داخل قطره را به دست آورد.

## مدل سادەسازى شدە دمبروسكى

معادله انتقال حرارت تشعشعی درون قطره را میتوان به

$$\mathbf{\mu} \frac{\partial \mathbf{I}_{\lambda}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1-\mu^2}{\mathbf{r}} \frac{\partial \mathbf{I}_{\lambda}}{\partial \mu} + \mathbf{a}_{\lambda} \mathbf{I}_{\lambda} = 0$$
 (A)
  
که در آن ( $\mathbf{I}_{\lambda}(\mathbf{r},\mu)$  شدت تشعشع طيفی در هـر نقطـه

داخل قطره است که در امتداد زاویه  $\varphi$  (زاویه آزیموتال (Azimuthal) در دستگاه مختصات کروی) از صفر تا  $2\pi$  انتگرال گیری شده است.  $a_{\lambda}$  ضریب جذب قطره و  $\mu = \cos\theta$  می باشد که زاویه  $\theta$  از جهت r محاسبه می شود. شرایط مرزی این معادله به صورت زیر می باشند [10]:

$$\begin{cases} I_{\lambda}(0,-\mu) = I_{\lambda}(0,\mu) \\ I_{\lambda}(r_{d},-\mu) = R(n,\mu)I_{\lambda}(r_{d},\mu) + \\ [1-R(1/n,-\mu')].n^{2}I_{\lambda}^{ext}(-\mu') \end{cases}$$

(٩)

که در آن  $(-\mu^2) = \sqrt{1 - n^2 (1 - \mu^2)}$  است که *n* ضریب شکست، R ضریب بازتاب،  $I_{\lambda}^{\text{ext}}$  شدت تابش طیفی وارده است. شرط مرزی اول، شرط تقارن در مرکز قطره است. شرط مرزی دوم، بیانکننده این است که مقدار ( $\mathbf{r}_{d}, -\mu$ ) در سطح قطره برابر است با مجموع شدت تشعشع بازتاب شده (ترم اول در سمت راست معادله) به علاوهی شدت تشعشع شکسته شده (ترم دوم در سمت راست معادله). توان تشعشعی جذب شده به ازای واحد حجم قطره برابر است با

 $P(\mathbf{r}) = \int_0^\infty p_\lambda(\mathbf{r}) d\lambda_0 \qquad (1 \cdot )$ 

$$\mathbf{p}_{\lambda}(\mathbf{r}) = \mathbf{a}_{\lambda} \mathbf{I}_{\lambda}^{0}(\mathbf{r}), \qquad \mathbf{I}_{\lambda}^{0}(\mathbf{r}) = \int_{-1}^{1} \mathbf{I}_{\lambda}(\mathbf{r}, \mu) \, d\mu \qquad (11)$$

و (r)  $I_{\lambda}^{0}(r)$  شدت تشعشع طیفی تابیده شده به قطره است. محاسبه توان تشعشعی جذب شده در قطره با استفاده از معادله انتقال حرارت تشعشعی همچنان پیچیده است. دمبروسکی برای ساده کردن این معادلات از فرضیات ساده کنندهی دیگری استفاده کرد. در تقریب MDP0 [11] فرض می شود که شدت تشعشع در هسته قطره ( r = r d / n) ثابت است. همچنین در r = r d

$$P(r) = \frac{0.75}{r_d} \int_0^\infty Q_a w(r) I_{\lambda}^{0(ext)} d\lambda$$
 (17)

که در آن (w(r تابعی است نرمال شده که بـه صـورت زیر تعریف شده است:

$$w(\mathbf{r}) = \frac{p_{\lambda}(\mathbf{r})}{\frac{3}{r_{d}^{3}} \int_{0}^{r_{d}} p_{\lambda}(\mathbf{r}) r^{2} d\mathbf{r}}$$
(1V)

در صورتی که تشعشع خارجی، تشعشع از جسم سیاه فرض شود،  $(T_{ext}) = 4\pi B_{\lambda}(T_{ext})$  خواهد بود که  $B_{\lambda}$  تابع پلانک است. بنابراین توان تشعشعی جذب شده در واحد حجم به شکل زیر خواهد بود:  $\infty$  2000

$$P(r) = \frac{3\pi}{r_d} \int_0^\infty Q_a w(r) B_\lambda(T_{ext}) d\lambda$$
 (1A)

در نتیجه برای به دست آوردن توزیع شعاعی توان تشعشعی جذب شده در واحد حجم قطره، تنها نیاز به داشتن تخمینی از (r) میباشد. دمبروسکی بر پایه حل معادله دیفرانسیل مقدار مرزی بر پایه تابع معرفی شده در معادله (۱۲) و یک سری ساده سازیهای ریاضی تخمینی برای تابع (w(r) به شکل زیر ارایه کرد (برای چزییات بیشتر مرجع [11] را ببینید):

$$w(\overline{r}) = \frac{\left[1 - \mu^* \Theta(\overline{r} - \frac{1}{n})\right](\overline{r}^2 + \overline{\gamma})}{\left[0.6(1 - \mu_c^5) - \frac{\mu_c^3}{n^2}\right] + \overline{\gamma}(1 - \mu_c^3)}$$
(19)

Heaviside ) كه در آن $\Theta$  تابع پله واحد هيويسايد ( $\mu_c = \sqrt{1 - (1/n^2)}$  (13] (unit step function)  $\mu_c = \sqrt{1 - (1/n^2)}$  (13) (unit step function)  $\tau_0 = a_\lambda r_d$ ,  $\overline{\gamma} = 1.5/\tau_0^2 - 0.6/n^2$   $\mu$  افزايش ضخامت نورى، اختلاف بين تخمين  $\eta$  ارايه شده و حل مسأله مقدار مرزى افزايش پيدا مىكند.  $\tau_0 > \sqrt{2.5n}$  ( $\tau_c$ ) ( $\tau_c$ ) ارايه کرد (11): دمبروسکى تخمين زير را براى ( $\overline{r}$ ) ارايه کرد (11):

$$w(\overline{r}) = w(\tau) = \frac{\xi^2 \tau_0^3}{3} \frac{\exp[-\xi(\tau_0 - \tau)]}{\tau_0(\xi\tau_0 - 2) + \frac{2}{\xi} [1 - \exp(-\xi\tau_0)]}$$
(Y.)

زاویهای  $\mu = \mu_{2} = 0$  و  $1 > \mu > \mu_{2}$  اتفاق میافتد که  $(1 - (r^{*}/r)^{2}) = \mu$  است و تشعشع نمی تواند به بازه زاویهای  $\mu_{2} = \mu_{2} = \mu_{2}$  نفوذ کند. نتایج به دست آمده از این فرضیات با نتایج به دست آمده از حل عددی معادله این فرضیات با نتایج به دست آمده از حل عددی معادله نقال حرارت تشعشعی مقایسه شدهاند و تطابق خوبی نشان دادهاند. این تقریب بر پایه تحلیل تابع زیر میباشد:

$$g_{0}(r) = \begin{cases} I_{\lambda}^{0}(r) & r \leq r^{*} \\ I_{\lambda}^{0}(r) & r^{*} < r \leq r_{d} \end{cases}$$
(17)

با انتگرال گیری معادلیه (۸) و شیرایط میرزی آن روی  $\mu$ ، معادله حاکم به یک مسأله مقدار میرزی تبیدیل می شود. اما برطبق مدل ارایه شده توسط دمبروسکی، Ptotal را می توان بدون نیاز به حل یک مسأله مقدار اولیه با استفاده از رابطه زیر به دست آورد [11]: Ptotal =  $\pi r_d^2 \int_0^{\infty} Q_a I_\lambda^{0(ext)} d\lambda$  (۱۳)

که <sub>Q</sub> راندمان فاکتور جذب ( Efficiency factor of میباشد. نسبت انرژی جذب شده توسط فره کروی به انرژی تابیده شده به آن به ازای واحد سطح کره را سطح مقطع جذب (Absorption cross section) مینامند. راندمان فاکتور جذب عبارت است از نسبت سطح مقطع جذب به سطح مقطع کره یعنی:

$$Q_a = \frac{C_a}{\pi r^2} \equiv \text{efficiency factor of absorption}$$
 (12)

که در آن C<sub>a</sub> سطح مقطع جذب و r شعاع کره می باشد. اما همیشه از مقدار انرژی جذب شده به منظور محاسبهی نرخ گرم شدن قطره استفاده می شود. مابقی انرژی از قطره عبور کرده و یا پخش می شود. دمبروسکی راندمان فاکتور جذب را با رابطه زیر تقریب زد [11]:

$$Q_{a} = \frac{4n}{(n+1)^{2}} \left[ 1 - \exp(-2a_{\lambda}r_{d}) \right]$$
 (10)

که در آن  $(1+\mu_c) = \xi = 2/(1+\mu_c)$ 

مسأله مورد بررسي

در مقاله حاضر، به بررسی اثر انتقال حرارت تشعشعی (در دو حالت تقارن کروی و جهـتدار) بـر نـرخ گـرم شدن یک قطرهی منفرد از جنس سوخت دیزل با شعاع ۰۰ میکرون می پردازیم. نرخ گرم شدن قطره عبارت است از نرخ تغییرات دمای میانگین قطره با زمان که در واقع شيب نمودار (دماي ميانگين قطره – زمان) می باشد. خواص فیزیکی دودکان (C<sub>12</sub>H<sub>26</sub>) و خواص تابشی low sulfur ESSO AF1313 برای سوخت دیـزل در نظر گرفته شده، که از مرجع [16] استخراج شده است. قطره با رینولدز اولیه ٥٠ و دمای اولیه ۳۰۰ درجه کلوین به محیط هوای متراکم در فشار ۱۰ بار و دمای ۱۰۰۰ درجه کلوین تزریـق مـیشـود. تشعشـع وارده از جبهه شعله معادل تشعشع از یک جسم سیاه با دمای ۱۵۰۰ درجه کلوین در نظر گرفته شده است. خـواص ترموفیزیکی سوخت بـه صـورت تـابعی از دمـا لحـاظ شدهاند. دانسیته ( ρ<sub>L</sub> )، ویسکوزیته( μ<sub>L</sub>)، گرمـای ویـژه در فشار ثابت ( <sub>RL</sub> ) و ضریب هدایت ( kL ) دودکان برحسب دما با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه مى باشند [16]:

$$\rho_L(kg/m^3) = 744.11 - 0.771*(T - 300)$$
 (T1)

$$\mu_{L}(\text{Pa.sec}) = 10^{-3} * \exp[2.0303 * (300 / \text{T})^{2} + 1.1769 * (300 / \text{T}) - 2.929]$$

$$C_{p,L}(kJ/(kg.K)) = 2.18 + 0.0041*(T - 300)$$
(YY)

$$k_L(W/(m.K)) = 0.1405 - 0.00022*(T-300)$$
((Y£)

low sulfur شکست ( $\kappa$ ) برای ( $\kappa$ ) و ضریب جذب ( $\kappa$ ) برای ( $\kappa$ ) برای ESSO AF1313 ESSO AF1313 به صورت تابعی از طول موج با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه هستند [11]:  $n = n_0 + 0.02 \frac{\lambda - \lambda_m}{(\lambda - \lambda_m)^2 + 0.001}$ 

$$\kappa = 10^{\xi} \tag{(17)}$$

 $\lambda$  که در آن  $n_0 = 1.46$  و  $n_m = 3.4 \ \mu m$  می باشـد و  $\lambda$  بر حسب مایکرون می.باشد و داریم:

$$\begin{split} \xi &= -6.4 & \text{when } 0.5 \leq \lambda \leq 1 \\ \xi &= (6.4 - b_1)(\lambda - 1)^2 & \text{when } 1 < \lambda \leq 2 \\ \xi &= -b_1 & \text{when } 2 < \lambda \leq 2.2 \\ \xi &= 10(b_1 - 2.3)(\lambda - 2.2) - 3.4 & \text{when } 2.2 < \lambda \leq 2.3 \\ \xi &= 4(b_2 - 2.3)(\lambda - 2.8)^2 - b_2 & \text{when } 2.3 < \lambda \leq 3.3 \\ \xi &= 21(\lambda - 3.8)^2 - 2.3 & \text{when } 3.3 < \lambda \leq 3.4 \\ \xi &= 12.5(\lambda - 3.8)^2 - 2.2 & \text{when } 3.4 < \lambda \leq 3.8 \\ \xi &= (b_3 - 2.2)[(\lambda - 4.9)/1.1]^2 - b_3 \text{ when } 3.8 < \lambda \leq 6 \\ (\Upsilon Y) \end{split}$$

$$b_1 = 3.4$$
  
 $b_2 = 3$   
 $b_3 = 2.7$ 
(YA)

$$\mu_{air} (kg / m.s) = 6.1090 * 10^{-6} + 4.6040 * 10^{-8} T - 1.0510 * 10^{-11} T^2$$

(Y4)  

$$k_{air}(W/m.K) = 3.2270*10^{-3} + 8.3894*10^{-5}T - 1.9580*10^{-8}T^2$$

(
$$\Upsilon$$
 · )  

$$C_{p,air}(J/kg.K) = 1065.2 - 0.4480T + 9.8670*10^{-4}T^{2} - 4.6667*10^{-7}T^{3}$$
( $\Upsilon$  )

معادلات حاکم برای به دست آوردن حوزه سرعت و دما بایستی معادلات پیوستگی، مومنتوم و انرژی (معادلات (۳۵-۳۳)) برای محیط داخل و خارج از قطره، حل قطرات تزریقی از حدود چند متر بر ثانیه تا ۵۰ متر بر ثانیه میباشد [18]، که با توجه به خواص ترموفیزیکی اغلب سوختها رینولدزی در حدود ۱۰ تا ۲۰۰ خواهد داشت. دستگاه مختصات بر مرکز قطره قرار گرفته است و از کاهش سرعت قطره در اثر نیروی پسا وارد بر آن صرف نظر شده است. با شروع از معادلات حاکم در دستگاه مختصات استوانهای و انتقال آن به یک دستگاه مختصات عمومی، معادلات گسسته سازی شدهاند که از دقت مرتبه دوم در زمان و مکان برخوردار هستند.

### شبکهبندی و شرایط مرزی

فضای داخل و خارج از قطره حوزه محاسباتی را تشکیل می دهند که شبکه بندی محیط حل، در شکل (۲) نشان داده شده است. مطالعات زیادی برای انتخاب شبکه و گام زمانی مناسب که نتایج حل مستقل از آنها باشند، انجام شده است. شبکه های مختلفی با ابعاد ۱۱×۲۱، ۱۰×۱۵، ۱۲×۲۱، ۱۸×۸۱، ۱۰×۲۱، ۱۰×۷۱، ۱۰×۹۱، ۱۹×۹۱ و ۱۲۱×۲۱، ۱۸×۸۱، ۱۰×۲۱، ۱۰×۷۱، گرفته اند. نتایج نشان می دهد که شبکه ۱۰×۷۱ که تعداد ۲۱ گره در جهت شعاعی دارد نتایج قابل قبولی ارایه می دهد. از این تعداد گره شعاعی، ۲۱ گره در داخل قطره و ۵۱ گره در محیط اطراف در نظر گرفته شده است. به دلیل تغییرات شدید متغیرها در مرز مشترک فاز گاز و مایع، شبکه در این ناحیه ریز شده است.

در مرز خارجی تا قبل از زاویه خروجی، جریان یکنواخت ورودی و از زاویه خروج به بعد، شرط مرزی خروجی با استفاده از صفر کردن گرادیانها در راستای شعاع، اعمال شده است. در محدوده اعداد رینولدز مورد بررسی زاویه خروج ۱۲۰ درجه در نظر گرفته شده است [20, 19]. بر روی مرز مشترک مایع و گاز از شرط مرزی تساوی تنش برشی (مماسی) و سرعت نرمال صفر (بدون در نظر گرفتن فرآیند تبخیر) استفاده شده است. همچنین با توجه به این که لغزش در سرعت وجود ندارد، سرعت مماسی گاز و مایع در فصل مشترک باهم برابرند. شوند. بدیهی است این معادلات به دلیل غیر خطی بودن و نیز وابسته بودن به یکدیگر، دارای حل تحلیلی نیستند و با استفاده از روشهای عددی حل می شوند. تاکنون الگوریتمهای مختلفی برای حل این معادلات ارایه شدهاند که در اکثر کتابهای دینامیک سیالات محاسباتی به آنها اشاره شده است. در این مقاله، برای حل معادلات ناویراستوکس و انرژی از روش حجمهای کنترل استفاده شده است.

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\forall} \rho d\forall + \iint_{A} \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{n} dA = 0 \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

$$\iiint_{\forall} \rho \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] d\forall = -\iint_{A} p dA_{x} +$$

$$\iint_{A} \mu \vec{\nabla} u . dA \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

$$\iiint_{\forall} \rho \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] d\forall = -\iint_{A} p dA_{y} +$$

$$\iint_{A} \mu \vec{\nabla} v . dA - \iiint_{\forall} \frac{\tau_{\theta \theta}}{y} d\forall \qquad (\Upsilon\Sigma)$$

$$\stackrel{\partial}{\longrightarrow} \iiint_{A} \rho \vec{\nabla} \cdot dA - \iiint_{\forall} \vec{\nabla} \cdot dA -$$

$$(\Upsilon\Sigma)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\forall} \rho C_{p} T d\forall + \iint_{A} \rho C_{p} (\vec{V} \cdot \nabla \vec{T}) d\forall = -\iint_{A} k \nabla \vec{T} \cdot \vec{n} dA + \iiint_{\forall} q_{rad} d\forall \qquad (Ye)$$

۹<sub>rad</sub> حرارت جذب شده به ازای واحد حجم قطره است که مقدار آن در هر سلول محاسباتی از حل معادلات تشعشع به دست میآید. به دلیل این که سرعت حرکت قطرات در هوا، اغلب کم بوده و اعداد ماخ مربوطه، کوچکتر از ۲/۰ است، جریان سیال، تراکم ناپذیر در نظر گرفته می شود. با توجه به استفاده از روش حجم محدود، از شکل انتگرالی معادلات حاکم استفاده شده است.

اعداد رینولدزی که در اکثر کاربردهای مربوط به قطرات پاشش شده در سیستمهای احتراقی اتفاق میافتد، عمدتا کمتر از ۲۰۰ میباشد. همچنین سرعت

)

$$P^{n+1} = P^n + \alpha \tag{(YA)}$$

که در آن α به تغییرات فشار در یک گام زمانی مربوط است. با جمع زدن معادلات بالا و توجه به این نکته کـه بـرای رفـع خطـای ناشـی از خطـی سـازی جمـلات جابهجایی، حل معادلات به روش تکراری انجام خواهد شد. در واقع نتیجه روش، حل ضمنی معادلات مومنتـوم به صورت زیر است:

$$\frac{\mathbf{V}^{n+1} - \mathbf{V}^{n}}{\Delta t} + \nabla \cdot (\vec{\mathbf{V}}^{n} \vec{\mathbf{V}}^{n+1}) = -\nabla \mathbf{P}^{n+1} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^{2} \vec{\mathbf{V}}^{n+1}$$
(**T**9)

که متناظر با حل معادله ناویراستوکس کامل به روش ضمنی میباشد. برای محاسبه α با توجه به مرحله دوم داریم:

 $\vec{V}^{n+1} = \vec{V}^* - \nabla \alpha \ \Delta t \tag{($.`)}$ 

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^{n+1} = 0 \Longrightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^* - \Delta t \ \nabla^2 \alpha = 0$$
$$\Rightarrow \nabla^2 \alpha = \frac{1}{\Delta t} \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^*$$
(5.1)

حوزه سرعت به دست آمده از مرحله اول به علت این که جمله فشار در این معادله مربوط به زمان قبل است، لزوما در معادله پیوستگی صدق نخواهد کرد و می بایست تصحیح شود. تصحیح سرعت که با  $\vec{V}_c$ نشان داده می شود را می توان بر حسب یک حوزه سرعت غیر چرخشی بیان کرد. زیرا این تصحیح سرعت به نقص در حوزه فشار مربوط است که ایجاد چرخش در حوزه سرعت نمی کند و در نتیجه می توان آن را به صورت گرادیان یک میدان اسکالر مانند  $\phi$  بیان کرد [12]:

$$\vec{V}^{n+1} = \vec{V}^* + \vec{V}_c$$
  
$$\vec{V}_c = \nabla \phi$$
  
(£Y)

شکل ۲ شبکه بندی محیط حل و شرایط مرزی

یکی از مشکلاتی که در حل معادلات ناویر استوکس در جریان های تراکم ناپذیر با اعداد ماخ کوچک وجود دارد، محاسبه میدان فشار است، زیرا یک معادله مستقل زمانی برای محاسبه فشار وجود ندارد. معادلات حاکم شامل معادلـه پیوسـتگی، دو معادلـه مومنتـوم و معادلـه انرژی جهت تعیین چهار مجهول P ، v ، u و T می باشند. برای محاسبه توزیع زمانی فشار، معادلهای صریح که شامل ترم فشار باشد، وجود ندارد. بنابراین بایـد از روشی دیگر برای تعیین فشار استفاده کرد. در ایـن کـار از یک روش Projection-like استفادہ شدہ است کے اولین بار توسط چورین (Chorin) از دانشگاه برکلی در سال ۱۹۳۸ ارایه شد [21]. این روش یک روش حل دو مرحلهای است: مرحله اول: حل معادلات مومنتوم با استفاده از میدان فشار مرحله قبل (در اولین گام زمانی با استفاده از حدس اوليه)  $\frac{\mathbf{V}^* - \mathbf{V}^n}{\mathbf{\Lambda} \mathbf{t}} + \nabla \cdot (\vec{\mathbf{V}}^n \vec{\mathbf{V}}^*) = -\nabla \mathbf{P}^n + \frac{1}{\mathbf{Re}} \nabla^2 \vec{\mathbf{V}}^*$ (37) مرحله دوم: تصحيح توزيع سرعت به دست أمده با

استفاده از تصحیح کننده فشار ( α)

$$\frac{\vec{\mathbf{V}}^{n+1} - \vec{\mathbf{V}}^*}{\Delta t} = -\nabla\alpha \tag{(YV)}$$

$$\vec{\mathbf{V}}^{n+1} = \vec{\mathbf{V}}^* + \nabla \phi \Longrightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^{n+1} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^* + \nabla^2 \phi$$
$$\Longrightarrow \nabla^2 \phi = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{V}}^*$$
(\$\mathcal{Y}\$)

به کمک رابطه (٤١) می توان نشان داد که تصحیح  
سرعت و تصحیح فشار از طریق گام زمانی مستقیما به  
یکدیگر مربوط می باشند:  
(٤٤) 
$$\frac{\phi}{\Delta t} = \alpha \Rightarrow \phi$$

بنابراین مراحل حل به سکل ریز خواهند بود:  
۱- حل معادله مومنتوم بر مبنای حوزه فشار حدسی یا  
مرحله قبل و محاسبه 
$$\vec{v}$$
.  
۲- حل معادله پواسون ( $\vec{v}\cdot\vec{v}=\phi^{2}\nabla$ ) برای محاسبه  
 $\phi$ .  
۳- محاسبه تصحیح کننده فشار (از رابطه (٤٤)) و  
تصحیح حوزه سرعت و فشار.

#### نتايج

در کار حاضر حوزه سرعت و دما در محیط داخل و خارج از قطره در حضور انتقال حرارت تشعشعی حل شدهاند. اعتبارسنجی حل عددی در حوزه سرعت و دما در حالت عدم وجود تابش و نیز توزیع حرارت جذب شده در اثر تابش انجام شده است. برای اطمینان از صحت حل عددی معادلات ناویراستوکس و انرژی در داخل و خارج از قطره در حالت عدم وجود تابش، از دو پارامتر ضریب درگ و عدد ناسلت متوسط استفاده شده است.

الف) مقایسه ضریب درگ: در مرجع [22] ضریب درگ کل در نسبتهای ویسکوزیته متفاوت و به ازای اعداد رینولدز مختلف ارایه شده است (نسبت ویسکوزیته عبارت است از ویسکوزیته سیال داخل قطره تقسیم بر ویسکوزیته سیال خارج از قطره). نسبت ویسکوزیته بینهایت متناظر با جریان حول کره جامد و نسبتهای ویسکوزیته کوچکتر از بینهایت متناظر با جریان روی قطره میباشند. در جدول (۱) نتایج حل عددی حاضر با نتایج ارایه شده در مرجع [22] به ازای نسبت ویسکوزیته ۵۵ مقایسه شده است. همان طور که مشاهده

میشود، نتایج تطابق بسیار خوبی باهم دارند.

جدول ۱ مقایسه ضریب درگ از حل عددی حاضر با نتایج

٥٥	ويسكوزيته	نسبت	[22] در	كليفت
----	-----------	------	---------	-------

	ضریب در گ	ضریب درگ از	درصد
ريىوىدر	مرجع [22]	حل عددی حاضر	خطا
10	4.23	4.38	3.5
20	2.69	2.72	1.1
30	2.10	2.11	0.4
40	1.78	1.79	0.6
50	1.56	1.57	0.6
100	1.08	1.07	0.9

ب) مقایسه ناسلت متوسط: روابط مختلفی برای محاسبه عدد ناسلت متوسط برای جریان حول یک کره صلب با دمای سطح ثابت بر حسب اعداد رینولدز و پرانتل ارایه شده است. از روابطی که در حوزه رینولدز پرکاربرد در تزریق قطرات ( 100 ≥ Re ≥1) موجود می باشد رابطه زیر است [22]:

$\frac{Nu-1}{Pr^{1/3}} = [1 + (\frac{1}{RePr})]^{1/3} Re^{0.41}$	
$1 \le \text{Re} \le 400$	(٤٥)
$0.25 \le Pr \le 100$	

این رابطه توسط کلیفت [22] با خطایی کمتر از ۳ درصد با استفاده از نتایج دیگر محققین برازش شده است. نتایج به دست آمده از حل عددی حاضر در عدد پرانتل ۱ در جدول (۲) با نتایج حاصل از این رابطه مقایسه شدهاند. همانطور که مشاهده می شود نتایج تطابق بسیار خوبی دارند.

جدول ۲ مقایسه عدد ناسلت از حل عددی حاضر و رابطه (٤٥) به ازای Pr =1

Re	Nu (eq. 45)	Nu(Present work)	Error(%)
10	3.653	3.600	1.4
30	5.077	5.017	1.1
50	6.005	5.993	0.2
75	6.898	6.983	1.2
100	7.629	7.868	3.1

برای اطمینان از صحت محاسبات انجام شده در مورد توزیع و شدت جذب تشعشع توسط قطره، کانتور سه بعدی انرژی تابشی جذب شده بدون بعد ( 4πпкS) در سه طول مشخصه بدون بعد مختلف و در یک ضریب شکست مختلط مشخص ( m=1.5+0.1i) در شکل (۳) نشان داده شده است. جهت تابش به قطره در این شکلها از سمت چپ به راست می باشد.

همان طور که مشاهده می شود در طول مشخصه بدون بعد ۰/۵ جذب تابش درون قطره به طور تقریبا یک نواخت صورت گرفته است. اما با بزرگ شدن طول مشخصه بدون بعد، سطح قطره هم چون یک عدسی محدب عمل کرده و تابش را در پشت قطره محدب عمل کرده و تابش را در پشت قطره (۳) نشان می دهد که در طول مشخصه بدون بعد ۱۰، حداکثر جذب می دهد که در طول مشخصه بدون بعد (۱۰ حداکثر جذب بزرگتر شدن طول مشخصه بدون بعد (100=x)، قطره بزرگتر شدن طول مشخصه بدون بعد (100=x)، قطره کمتر اجازه عبور تشعشع را می دهد و انرژی تابشی عمدتاً در سطح جلویی قطره (Front concentrated) جذب شده است.

توزیع حرارت جذب شده تابش جهت دار درون قطره های با شعاع ۵ و ۵۰ میکرون، با در نظر گرفتن تابعیت خواص تابشی سوخت از طول موج در شکل (٤) نشان داده شده است. همان طورکه مشاهده می شود حداکثر جذب در هر دو قطره در پشت آنها اتفاق افتاده است. علت این امر پایین بودن نسبی ضریب جذب سوخت مورد بررسی می باشد که اجازه می دهد اثر متمرکز کنندگی سطح قطره حتی در طولهای مشخصه بدون بعد بزرگ نیز قابل توجه باشد. در حالت کلی، با افزایش ضریب جذب تشعشع به جذب سطحی (یعنی در سطح جلویی) نزدیکتر می شود. در سوخت های با ضریب جذب کم، جذب سطحی در طولهای مشخصه ندون بعد بسیار بزرگتر اتفاق می افتد.



شکل ۳ توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره (تابش جهتدار) در سه طول مشخصه بدون بعد مختلف برای ضریب شکست مختلط m=1.5+0.1i



شکل ٤ توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره دودکان با خواص تابشی به صورت تابعی از طول موج (تابش جهت دار)

است. زیرا در حالت تقارن کروی، از هر جهتی که تابش به قطره صورت بگیرد، جذب در سطح طرف مقابل حداکثر می شود، و این بدین معنی است که در حالتی که تابش به قطره از تمام جهات صورت می گیرد، سطح قطره حداکثر جذب تشعشع را دارا خواهد بود.

برای یک سوخت مشخص میزان تاثیر انتقال حرارت تابشی بر نرخ گرم شدن قطره، به نحوه تابش (جهتدار یا با تقارن کروی) و به اندازه قطره بستگی دارد. جذب تشعشع توسط قطرات بزرگتر بهتر صورت می گیرد (که رابطه ۱۵ نیز همین مطلب را تایید می کند). همچنین مقدار جـذب کلی حـرارت در حالـت تقـارن کروی بیشتر از حالت تابش جهـتدار اسـت. در مقالـه حاضر، محاسبات برای قطرهای با شعاع ٥٠ میکرون، رینولدز اولیه ۵۰ و دمای اولیه ۳۰۰ درجه کلوین که به محیط هوای داغ با فشار ۱۰ بار و دمای هوای گرم ۱۰۰۰ درجه کلوین و دمای منبع تـابش ۱۵۰۰ درجـه كلوين تزريق مىشود، انجام شدهاند. نتايج به دست آمده نشان میدهند در نظر گرفتن انتقال حرارت تشعشعی در حالت تابش جهت دار تاثیر چندانی در نرخ گرم شدن قطرهی سوخت مورد بررسی ندارد، گرچه این نوع تابش میتواند در مورد قطرات بزرگتر و یا در سیالاتی با ضریب جذب بیشتر تاثیر گذار باشد. اما تابش با تقارن کروی در مورد سوخت مورد مطالعه مي تواند باعث تسريع نرخ گرم شدن آن شود.

در شکل (٦) کانتور دمای درون قطره به صورت گذرا در زمانهای بدون بعد مختلف در حالت وجود انتقال حرارت تشعشعی جهت دار (نیمه بالایی شکلها) و در حالت عدم وجود تابش (نیمه پایینی شکلها) رسم شده است. زمان بدون بعد به صورت ((/ (r<sup>2</sup>)) + t<sup>\*</sup>) شده است. زمان بدون بعد به صورت ((/ (r<sup>2</sup>)) + t<sup>\*</sup>) تعریف شده است که در آن ۷ ویسکوزیته سینماتیک قطره میباشد. همان طورکه مشاهده می شود، اما با عبور هوا ابتدای تزریق، جلوی قطره گرم می شود، اما با عبور هوا از روی قطره و ایجاد تنش برشی در سطح مشترک گاز و مایع، سیال داخل قطره به حرکت در آمده و گردابهای

در شکل (٥) توزیع شعاعی گرمای جـذب شـده توسط قطره در حالت تابش با تقارن کروی رسم شده است. همانطورکه مشاهده میشود جذب در هسته قطره (Droplet core) تقريبا يكنواخت است و حداقل أن در نزدیکی های سطح قطره ( $\overline{r} = 0.9$ ) اتفاق افتاده است. پروفیل حـرارت جـذب شـده دارای یـک نقطـه ماکزیمم نسبی در سطح قطره است که بـا افـزایش قطـر قطره مقدار آن افزایش می یابد، در واقع شدت جذب سطحی در قطرات بزرگتر بیشتر است. سطح قطره  $\overline{\mathbf{r}} = 1/\mathbf{n}$  همانند یک عدستی محدب تابش را در متمرکز میکند که n ضریب شکست سوخت است. گرچه ضریب شکست سوخت طبق رابطه ۲۵ تـابعی از طول موج است، مقدار متوسط آن به ازای تمامی طول موجها عددی نزدیک به ۱/٤٦ است، و به همین علت پروفیل حرارت جذب شده در تمامی قطرها دارای یک نقطه ماکزیمم نسبی در <u>r</u> = 0.68 میباشد.



شکل ۵ گرمای تشعشعی جذب شده درون قطره برحسب فاصله شعاعی برای قطرات با قطرهای مختلف (تابش با تقارن کروی) (R<sub>d</sub> = 10m,Q<sub>avg</sub> = 13.74\*10<sup>9</sup>)(R<sub>d</sub> = 25m,Q<sub>avg</sub> = 9.9\*10<sup>9</sup>) (R<sub>d</sub> = 50m,Q<sub>avg</sub> = 7.26\*10<sup>9</sup>)(R<sub>d</sub> = 100m,Q<sub>avg</sub> = 4.81\*10<sup>9</sup>)

همچنین با توجه به شکل (۵) ملاحظه میشود، حداکثر جذب برای قطرهای با شعاع ۵۰ میکرون که در حالت تشعشع جهتدار در پشت قطره اتفاق افتاده بود، در حالت تابش با تقارن کروی در سطح قطره واقع شده

داخل قطره تشکیل میشود. شـکل (۷) خطـوط جریـان سیال داخل قطره را در زمان بدون بعـد ۱/۹ نشـان مـی شود. به طـوریکـه در 3.9 = ۲ کمتـرین دمـای قطـره دهد. با تشکیل گردابه داخلی، جریان جابه جایی ایجاد (۳۲۰К) در حالتی که تابش در نظر گرفته شده است شده درون قطره باعث انتقال نقطه حداكثر دما از نقطـه سکون جلویی به سمت نقطه سکون پشت میشود. بـا 🦳 در حالت بدون تابش است. گذشت زمان اثر وجود تابش بیشتر خود را نشان می-

دهد و باعث افزایش نفوذ حرارت به داخل قطره می-تقریبا ۱۰ درجه بالاتر از کمترین دمای قطره (۳۱۰K)







شکل ۹ تغییرات دمای میانگین قطره با زمان در حالت وجود و عدم وجود تشعشع با تقارن کروی

مى شود، درحالى كه با افزايش ضريب شكست، قدرت با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستمهای احتراقی، سطح قطره در متمرکز کردن تابش در پشت قطره انتقال حرارت به قطرههای پاشش شده در این سیستمها 🦳 افزایش مییابد. نتایج به دست آمده در مورد قطرهای از می تواند در نرخ گرم شدن و در نتیجـه در نـرخ تبخیـر 💫 سوخت دیزل کـه بـا خـواص ترمـوفیزیکی دودکـان و آنها تاثير گذار باشد. در اين مقاله با استفاده از مدل مي 🚽 خـواص تشعشعي low sulfur ESSO AF1313 شـبيه و مدل ساده سازی شده دمبروسکی به بررسی توزیع و 👘 سازی شده است، نشان میدهد کـه حـداکثر جـذب در میزان جذب تشعشع توسط یک قطره سوخت دیـزل در 👘 حالت تابش جهتدار در پشت قطره اتفاق میافتـد، امـا مقدار آن به اندازهای نیست که تاثیر قابل ملاحظهای بـر درنظر گرفتن چرخش داخلی قطره پرداخته شد. حوزه نرخ گرم شدن قطره داشته باشد. اما در حالت تابش با تقارن کروی حداکثر جذب در سطح قطره اتفاق میافتد که باعث افزایش چرخش داخلی قطره و ارتقای نرخ

نتىجەگىرى دو حالت تابش جهتدار و تـابش بـا تقـارن كـروى بـا سیال در داخل و خارج قطره در حضور انتقال حـرارت تشعشعی با در نظر گرفتن تابعیت خواص تابشی از طول موج محاسبه شده است. با افزایش قطر و ضریب انتقال حرارت به قطره می شود. جذب قطره، جذب حرارت به جـذب سطحي متمايـل

مراجع

- Sazhin, S. S., "Advanced models of fuel droplet heating and evaporation", Progress in Energy and 1. Combustion Science, vol. 32, pp. 162-214, (2006).
- 2. Sirignano, W. A., "Fluid dynamics and transport of droplets and sprays", Cambridge University Press, UK, (1999).
- 3. Van de Hulst, H.C., "Light scattering by small particles", Peter Smith Pub. Inc., (1982).
- 4. Bohren, C. F. and Huffman, D. R., "Absorption and scattering of light by small particles", New York, John Wiley & Sons, (1983).
- 5. Harpole, G.M., "Radiative absorption by evaporating droplets", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 23, pp. 17-26, (1979).
- 6. Tuntomo, A., Tien, C. L. and Park, S. H., "Internal distribution of radiant absorption in a spherical Particle", Journal of Heat Transfer, vol. 113, pp. 407, (1991).
- 7. Tuntomo, A. and Tien, C.L., "Transient heat transfer in a conducting particle with internal radiant absorption", 3rd ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Reno, Canada, (1991).
- 8. Dombrovsky, L. A., "Thermal radiation from nonisothermal spherical particles of a semi transparent material", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 43, pp. 1661-1672, (2000).
- 9. Dombrovsky, L. A., "A modified differential approximation for thermal radiation of semitransparent non isothermal particles: application to optical diagnostics of plasma spraying", Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, vol. 73, pp. 433-441, (2002).

- Dombrovsky, L. A., "Absorption of thermal radiation in large semi transparent particles at arbitrary illumination of the poly disperse system", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 5511-5522, (2004).
- Dombrovsky, L. A. and Sazhin, S., "Absorption of thermal radiation in a semi-transparent spherical droplet: a simplified model", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 24, pp. 919-927, (2003).
- Sazhin, S. S., Krutitskii P. A., Abdelghaffar, W. A., Sazhina, E. M., Mikhalovsky, S. V., Meikle, S. T. and Heikal, M. R., "Transient heating of diesel fuel droplets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3327–3340, (2004).
- Abramzon, B. and Sirignano, WA., "Droplet vaporization model for spray combustion calculations", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 32, pp. 1605–1618, (1989).
- 14. Abramowitz, M. and Stegun, I.A., "Handbook of mathematical functions", Dover, New York, (1970).
- 15. Ozisik, M.N., "*Radiative transfer and interaction with conduction and convection*", John Wiley and Sons, New York, (1973).
- 16. Abramzon, B. and Sazhin, S., "Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption", *Fuel*, vol. 85, pp. 32-46, (2006).
- 17. Haywood, R. J., "Variable property, blowing and transient effects in convective droplet evaporation with internal circulation", M.A.Sc. Thesis, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, (1986).
- Pitcher, G., Wigley, G. and Saffman, M., "Velocity and drop size measurements in fuel sprays in a direct injection diesel engine", *Particle and Particle Systems Characterization*, vol. 7, pp. 160-168, (1990).
- Dwyer, H. A., "Calculations of droplet dynamics in high temperature environments", *Progress in Energy & Combustion Science*, vol. 15, pp. 131-158, (1989).
- 20. Niazmand, H., "Numerical study of thermocappilary effects on transient droplet heating and vaporization", Ph.D. Thesis, University of California, Davis, (1993).
- 21. Chorin, A. J., "Numerical solution of Navier-Stokes equations", *Mathamatics of Computation*, vol. 22, pp. 745-762, (1968).
- 22. Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., "Bubbles, drops and particles", Academic Press INC., (1978).