

بررسی اثر انتقال حرارت تشعشعی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت

حمید نیازمند^۱، مرتضی عنبرسوز^{۲*}

دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک

(* نویسنده مخاطب: m.anbarsooz@gmail.com)

چکیده

تزریق قطرات دارای کاربردهای بسیار متنوعی در صنعت می باشد که یکی از مهمترین آنها تزریق قطرات سوخت در اکثر سیستم های احتراقی است. با توجه به بالا بودن دما در این سیستم ها، انتقال حرارت تشعشعی به قطره سوخت می تواند در نرخ گرم شدن و در نتیجه در تعیین طول عمر آن دارای اهمیت باشد. 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 مورد بررسی قرار گرفته است. از تئوری می^۳ برای محاسبه شدت و توزیع جذب تشعشع جهت دار و از مدل ساده سازی شده دمبروسکی^۴ برای محاسبه شدت و توزیع شعاعی جذب تابش با تقارن کروی استفاده شده است. حداکثر جذب برای قطره ای از جنس دودکان در حالت تابش جهت دار در پشت قطره و در حالت تقارن محوری در سطح قطره اتفاق می افتد. نتایج نشان می دهد تابش جهت دار تاثیر چندانی بر نرخ گرم شدن قطرات ندارد، اما تابش با تقارن کروی می تواند نرخ گرم شدن قطره را تسریع کند.

واژه های کلیدی: قطره - انتقال حرارت - تابش

۱- مقدمه

امروزه سیستم های احتراقی با تزریق قطرات سوخت مایع بسیار رایج هستند که می توان به موتورهای احتراق داخلی، محفظه های احتراق، بویلرهای با سوخته های مایع همچون مازوت، به عنوان مثالهایی از کاربرد متنوع آنها اشاره کرد. با توجه به اینکه به منظور طراحی صحیح و بهینه این سیستم ها نیاز به درک صحیح و بسیار دقیقی از دینامیک قطرات تزریق شده، نرخ گرم شدن و تبخیر آنها می باشد، بررسی دقیق تر این پدیده ضروری به نظر می رسد [۱]. به همین منظور با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستم های احتراقی، در این مقاله اثر انتقال حرارت تابشی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت مورد بررسی قرار گرفته است.

با توجه به اینکه فرض کره های مات^۵ در محاسبه میزان جذب تشعشع در مورد قطرات مایع، که موادی نیمه شفاف هستند منطقی بنظر نمی رسد، تاکنون برای بدست آوردن میزان جذب انرژی از طریق انتقال حرارت تشعشعی و همچنین توزیع آن درون قطره، مدل های مختلفی ارائه شده اند [۱]. از مهمترین مدل های موجود می توان به تئوری می^۶، روش تعقیب

۱- دانشیار گروه مهندسی مکانیک دانشگاه فردوسی مشهد

۲- دانشجوی دکترای مهندسی مکانیک تبدیل انرژی، دانشگاه فردوسی مشهد

3- Gustav Mie

4- Leonid A. Dombrovsky

5- Opaque

6- Mie Theory

اشعه (تقریب هندسی نوری^۱)، معادله انتقال حرارت تشعشی^۲، مدل های ساده سازی شده ی DP0 و MDP0 و مدل جدید دمبروسکی، اشاره کرد [۱].

مدل می، کاملترین مدل موجود برای ارزیابی میزان جذب انرژی تابشی و نحوه توزیع آن درون قطرات نیمه شفاف می باشد [۲،۳]. این مدل بر پایه حل معادلات الکترومغناطیس ماکسول می باشد. مهمترین مشکل این روش هزینه محاسباتی بسیار بالای آن بوده که استفاده از آن را تاکنون بسیار محدود کرده است. به همین علت تلاش های بسیاری برای ایجاد یک مدل ساده تر برای محاسبه میزان جذب تشعشع توسط قطرات مایع صورت گرفته است. تونتومو^۳ و همکاران [۴] توزیع دقیق انرژی جذب شده توسط یک ذره کروی را با استفاده از تئوری می و همچنین با استفاده از روش تعقیب اشعه بر حسب پارامتر سائز^۴ و ضریب شکست مختلط بدست آورده و معیاری برای بازه ی صحت روش تعقیب اشعه ارائه کردند. آنها با استفاده از توزیع بدست آمده، مسئله انتقال حرارت هدایت گذرا در یک ذره کروی را مورد بررسی قرار دادند [۵]. آنها پارامتری برای تعیین میزان اهمیت انتقال حرارت تشعشی نسبت به انتقال حرارت هدایت معرفی کردند. هارپول^۵ توزیع شعاعی میزان جذب انرژی تشعشی توسط قطرات آب را با استفاده از روش تعقیب اشعه محاسبه کرده و تاثیر آن را بر نرخ تبخیر قطرات با استفاده از یک مدل بسیار ساده که توزیع انرژی تشعشی را در نظر نگرفته و تنها کل حرارت جذب شده توسط قطره در آن لحاظ می شود، بررسی کرد [۶].

با اینکه معادله انتقال حرارت تشعشی به نسبت تئوری می و روش تعقیب اشعه دارای هزینه محاسباتی کمتری است، اما همچنان برای استفاده در کدهای چندبعدی و احتراقی مناسب به نظر نمی رسد. دمبروسکی^۶ از کسانی است که تلاش زیادی برای ارائه مدلی با هزینه محاسباتی کمتر برای تعیین میزان جذب و گسیل تشعشع توسط قطرات کروی نیمه شفاف انجام داده است. او مدل ساده سازی شده ای بنام MDP0 را که به نسبت حل معادله انتقال حرارت تشعشی بسیار ساده تر است، ارائه کرد [۷،۸]. او همچنین از مقایسه نتایج تئوری می و معادله انتقال حرارت تشعشی معیاری برای ارزیابی صحت استفاده از معادله انتقال حرارت تشعشی ارائه کرد [۹].

دمبروسکی در ادامه راه خود به همراهی سائزین^۷ در سال ۲۰۰۳، مدلی جدید و ساده تر برای محاسبه میزان جذب انرژی تشعشی توسط قطرات نیمه شفاف در حالت تشعشع وارده با تقارن کروی ارائه کرد [۱۰]. سائزین مسئله گرم شدن گذرای قطرات سوخت را در حضور انتقال حرارت تشعشی با استفاده از این مدل ساده سازی شده مورد بررسی قرار داد [۱۱]. او معادله هدایت گذرا را در حضور انتقال حرارت تشعشی با استفاده از روش تحلیلی برای یک قطره حل کرد.

از پنج مدلی که در بالا نام برده شد، تاکنون تنها تئوری می و روش تقریب اشعه برای زمانی که تشعشع وارده به قطره جهت دار^۸ باشد، مورد استفاده قرار گرفته اند. در سه مدل دیگر فرض بر این است که تشعشع وارده به قطره دارای تقارن کروی^۹ می باشد. برای اینکه تفاوت تشعشع جهت دار و تشعشع با تقارن کروی مشخص شود انتقال حرارت از شعله به قطرات تزریق شده در یک موتور احتراق داخلی و یا یک محفظه احتراق را در نظر بگیرید. واضح است که تشعشع وارده از شعله به قطرات متقارن نیست، اما پخش^{۱۰} شدید تشعشع، توسط قطرات سوخت و همچنین بالا بودن ضخامت های نوری اسپری های

- 1- Geometrical Optics Approach
- 2- Radiation Transfer Equation
- 3- Tuntomo
- 4- Size parameter
- 5- Harpole
- 6- Dombrovsky
- 7- Dombrovsky and Sazhin
- 8- Directional Illumination
- 9- Spherically Symmetric
- 10- Scattering

سوخت باعث می شود که تشعشع دریافتی توسط قطرات در درون اسپری متقارن باشد، درحالی که تشعشع وارده به قطرات در کناره های اسپری همچنان غیر متقارن است [۱۰].

در این مقاله به منظور بررسی اثر تشعشع بر نرخ گرم شدن یک قطره، دو مدل تئوری می و مدل ساده سازی شده دمبروسکی مورد استفاده قرار گرفته اند. از مدل اول برای بررسی اثر تشعشع جهت دار و از مدل دوم برای بررسی اثر تشعشع با تقارن کرووی استفاده شده است. در محاسبات انجام شده تابعیت ضریب جذب و ضریب شکست از طول موج تابش نیز لحاظ شده است.

۲- توزیع انرژی تابشی درون قطره با استفاده از تئوری الکترومغناطیس (تئوری می)

برای بدست آوردن توزیع انرژی تابشی جذب شده در یک کره نیمه شفاف، ابتدا بایستی توزیع میدان الکتریکی داخلی تعیین شود. برای هر نقطه در محیط که خواص فیزیکی آن پیوسته باشد، معادلات حاکم بر میدان الکترومغناطیس، معادلات ماکسول می باشند. بنابراین برای بدست آوردن میدان الکترومغناطیس داخل قطره، بایستی معادلات ماکسول در داخل و خارج از قطره حل شوند و در مرز بایکدیگر تطابق داده شوند. این کار توسط آقای می (۱۹۰۸) برای یک کره انجام شده است [۳]. برای یک موج تشعشعی تک فام^۱ صفحه ای، المانهای فضائی میدان الکتریکی داخلی یک کره همگن و ایزوتروپیک را می توان به شکل زیر ارائه کرد [۲،۳]:

$$\begin{aligned}
 E_r &= \frac{E_0 \cos \phi}{m^2 \rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) a_n \psi_n(m\rho) P_n^1(\cos \theta) \\
 E_\theta &= \frac{E_0 \cos \phi}{m \rho} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \left[a_n \psi_n'(m\rho) \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + i b_n \psi_n(m\rho) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] \\
 E_\phi &= -\frac{E_0 \sin \phi}{m \rho} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \left[a_n \psi_n'(m\rho) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} + i b_n \psi_n(m\rho) \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \right]
 \end{aligned} \quad (1)$$

که در آن E_0 دامنه^۲ میدان الکتریکی وارده، m ضریب شکست مختلط^۳ و ρ مختصه شعاعی است که برابر است با:

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2)$$

که در آن r فاصله شعاعی از مرکز قطره و λ طول موج تشعشع تابیده شده به قطره است. تابع ψ_n ، تابع ریکاتی-بسل از مرتبه n و پرایم ها نشان دهنده مشتق گیری نسبت به آرگمان است. همچنین P_n^1 چندجمله ای لژاندر می باشد و ضرائب a_n و b_n بصورت زیر تعریف می شوند [۳]:

$$\begin{aligned}
 a_n &= \frac{m \psi_n'(x) \xi_n(x) - m \psi_n(x) \xi_n'(x)}{m \psi_n(mx) \xi_n'(x) - \psi_n'(mx) \xi_n(x)} \\
 b_n &= \frac{m \psi_n'(x) \xi_n(x) - m \psi_n(x) \xi_n'(x)}{\psi_n(mx) \xi_n'(x) - m \psi_n'(mx) \xi_n(x)}
 \end{aligned} \quad (3)$$

که در آن x پارامتر اندازه است که بصورت زیر تعریف می شود:

$$x = \frac{2\pi r_d}{\lambda} \quad (4)$$

-
- 1- Monochromatic
 - 2- Amplitude
 - 3- Complex Refractive Index

که r_d شعاع قطره است. همچنین κ_n تابع ریکاتی بسل نوع سوم می باشد [۱۲]. می توان نشان داد در حالتی که تشعشع وارده غیرپلاریزه باشد، مولفه های میدان الکتریکی داخلی را می توان با قرار دادن $\phi = \pi/4$ بدست آورد [۴]. توزیع محلی انرژی تابشی جذب شده را می توان با استفاده از توزیع میدان الکتریکی داخل قطره با استفاده از رابطه زیر بدست آورد [۴]:

$$Q(r, \theta) = \frac{4\pi n \kappa I_0}{\lambda} S(r, \theta) \quad (5)$$

که در آن S تابع نرمال شده بصورت:

$$S(r, \theta) = \left| \frac{E}{E_0} \right|^2 \quad (6)$$

می باشد که E میدان الکتریکی داخل قطره است. بنابراین با معلوم بودن پارامتر اندازه و ضریب مختلط شکست و همچنین شدت تشعشع وارده، می توان توزیع انرژی جذب شده داخل قطره را بدست آورد.

۳- مدل ساده سازی شده دمبروسکی:

معادله انتقال حرارت تشعشعی درون قطره را می توان بصورت زیر ارائه کرد [۱۳]:

$$\mu \frac{\partial I_\lambda}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial I_\lambda}{\partial \mu} + a_\lambda I_\lambda = 0 \quad (7)$$

که در آن $I_\lambda(r, \mu)$ شدت تشعشع طیفی در یک نقطه خاص است که در امتداد زاویه φ انتگرال گیری شده است. a_λ ضریب جذب قطره و $\mu = \cos \theta$ می باشد که زاویه θ از جهت r محاسبه می شود. شرایط مرزی این معادله بصورت زیر می باشد [۱۳]:

$$\begin{cases} I_\lambda(0, -\mu) = I_\lambda(0, \mu) \\ I_\lambda(r_d, -\mu) = R(n, \mu) I_\lambda(r_d, \mu) + [1 - R(1/n, -\mu')] n^2 I_\lambda^{ext}(-\mu') \end{cases} \quad (8)$$

که در آن $\mu' = \sqrt{1 - n^2(1 - \mu^2)}$ است که n ضریب شکست، R ضریب بازتاب، I_λ^{ext} شدت تابش طیفی وارده است. شرط مرزی اول، شرط تقارن در مرکز قطره است. شرط مرزی دوم بیان کننده این است که مقدار $I_\lambda(r_d, -\mu)$ در سطح قطره برابر است با مجموع شدت تشعشع بازتاب شده (ترم اول در سمت راست معادله) بعلاوه شدت تشعشع شکسته شده (ترم دوم در سمت راست معادله). توان تشعشعی جذب شده به ازاء واحد حجم قطره برابر است با:

$$P(r) = \int_0^\infty p_\lambda(r) d\lambda, \quad (9)$$

که در آن:

$$p_\lambda(r) = a_\lambda I_\lambda^0(r), \quad I_\lambda^0(r) = \int_{-1}^1 I_\lambda(r, \mu) d\mu \quad (10)$$

و $I_\lambda^0(r)$ 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 کننده دیگری استفاده کرد. در تقریب MDPO فرض می شود که شدت تشعشع در هسته قطره ($r \leq r^* = r_d/n$) ثابت است. همچنین در $r^* < r \leq r_d$ مقادیر ثابت شدت تشعشع در بازه های زاویه ای $-\mu_* < \mu < 1$ و $1 \leq \mu_* < \mu$ اتفاق می افتد که $\mu_* = \sqrt{1 - (r^*/r)^2}$ است و تشعشع نمی تواند به بازه زاویه ای

نفوذ کند. نتایج بدست آمده از این فرضیات با نتایج بدست آمده از حل عددی معادله انتقال حرارت تشعشی مقایسه شده اند و تطابق خوبی نشان داده اند [۱۰]. این تقریب بر پایه تحلیل تابع زیر می باشد [۱۰]:

$$g_0(r) = \begin{cases} I_\lambda^0(r) & r \leq r^* \\ \frac{I_\lambda^0(r)}{1-\mu_*} & r^* < r \leq r_d \end{cases} \quad (11)$$

با انتگرال گیری معادله (۳-۲۵) و شرایط مرزی آن روی μ ، معادله حاکم به یک مسئله مقدار مرزی تبدیل می شود. اما برطبق مدل ارائه شده توسط دمبروسکی، P_{total} را می توان بدون نیاز به حل یک مسئله مقدار اولیه با استفاده از رابطه زیر بدست آورد [۱۰]:

$$P_{total} = \pi r_d^2 \int_0^\infty Q_a I_\lambda^{0(ext)} d\lambda \quad (12)$$

که Q_a فاکتور جذب موثر می باشد و دمبروسکی آنرا با رابطه زیر تقریب زد [۱۰]:

$$Q_a = \frac{4n}{(n+1)^2} [1 - \exp(-2a_\lambda r_d)] \quad (13)$$

در اینصورت توان تشعشی جذب شده به ازاء واحد حجم برابر خواهد بود با:

$$P(r) = \frac{0.75}{r_d} \int_0^\infty Q_a w(r) I_\lambda^{0(ext)} d\lambda \quad (14)$$

که در آن $w(r)$ تابعی است نرمال شده که بصورت زیر تعریف شده است:

$$w(r) = \frac{p_\lambda(r)}{\frac{3}{r_d^3} \int_0^{r_d} p_\lambda(r) r^2 dr} \quad (15)$$

در صورتیکه تشعشع خارجی، تشعشع از جسم سیاه فرض شود، $I_\lambda^{0(ext)} = 4\pi B_\lambda(T_{ext})$ خواهد بود که B_λ تابع پلانک است. بنابراین توان تشعشی جذب شده در واحد حجم بشکل زیر خواهد بود:

$$P(r) = \frac{3\pi}{r_d} \int_0^\infty Q_a w(r) B_\lambda(T_{ext}) d\lambda \quad (16)$$

بنابراین برای بدست آوردن توزیع شعاعی توان تشعشی جذب شده در واحد حجم، تنها نیاز به داشتن تخمینی از $w(r)$ می باشد. دمبروسکی بر پایه حل معادله دیفرانسیل مقدار مرزی بر پایه تابع معرفی شده در معادله (۱۱) و یک سری ساده سازی های ریاضی تخمینی برای تابع $w(r)$ ارائه کرد (برای جزئیات بیشتر مرجع [۱۰] را ببینید):

$$w(\bar{r}) = \frac{[1 - \mu_* \Theta(\bar{r} - \frac{1}{n})](\bar{r}^2 + \bar{r})}{[0.6(1 - \mu_c^5) - \frac{\mu_c^3}{n^2}] + \bar{r}(1 - \mu_c^3)} \quad (17)$$

که در آن $\bar{r} = r/r_d$ و $\bar{r} = 1.5/\tau_0^2 - 0.6/n^2$ ، $\mu_c = \sqrt{1 - (1/n^2)}$ با افزایش ضخامت نوری، اختلاف بین تخمین ارائه شده و حل مسئله مقدار مرزی افزایش پیدا می کند. برای ضخامت های نوری بزرگتر $\tau_0 > \sqrt{2.5}n$ دمبروسکی تخمین زیر را برای $w(\bar{r})$ ارائه کرد [۱۰]:

$$w(\bar{r}) = w(\tau) = \frac{\xi^2 \tau^3}{3} \frac{\exp[-\xi(\tau_0 - \tau)]}{\tau_0(\xi\tau_0 - 2) + \frac{2}{\xi}[1 - \exp(-\xi\tau_0)]} \quad (18)$$

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

۴- معادلات حاکم

برای بدست آوردن حوزه سرعت و دما بایستی معادلات پیوستگی، مومنتوم و انرژی برای محیط داخل و خارج از قطره حل شوند. این معادلات به دلیل غیر خطی بودن و نیز کوپل بودن، دارای حل تحلیلی نیستند و با استفاده از روشهای عددی حل می شوند. الگوریتم های مختلفی برای حل این معادلات تا کنون ارائه شده اند که در اکثر کتابهای دینامیک سیالات محاسباتی به آنها اشاره شده است. در این مقاله، برای حل معادلات ناویراستوکس و انرژی از روش حجم های کنترل استفاده شده است.

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV + \iint_A \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (19)$$

$$\iiint_V \rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] dV = - \iint_A p dA_x + \iint_A \mu \vec{\nabla} u dA \quad (20)$$

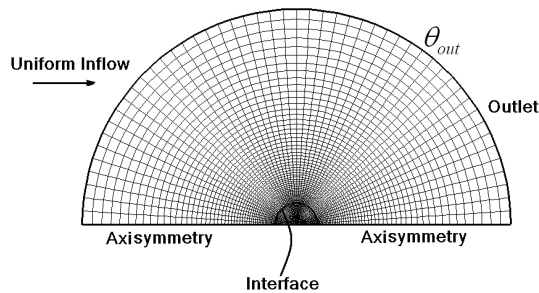
$$\iiint_V \rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] dV = - \iint_A p dA_y + \iint_A \mu \vec{\nabla} v dA - \iint_V \frac{\tau_{\theta\theta}}{y} dV \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho c_p T dV + \iint_A \rho c_p (\vec{V} \cdot \vec{\nabla} T) dV = - \iint_A k \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} dA \quad (22)$$

به دلیل اینکه اغلب سرعت حرکت قطرات در هوا کم بوده و اعداد ماخ مربوطه کوچکتر از ۰.۳ 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. به دلیل یکنواخت بودن جریان سیال در بالادست، و بالا نبودن عدد رینولدز، مسئله دارای تقارن محوری است، به همین دلیل معادلات در حالت دو بعدی تقارن محوری و در دستگاه مختصات استوانه ای نوشته شده اند. گسسته سازی معادلات با دقت مرتبه دوم در مکان و زمان انجام شده است. نتایج حالت گذرا با گام های زمانی کوچک و تکرار در هر گام زمانی بدست آمده اند.

۵- شبکه بندی و شرایط مرزی

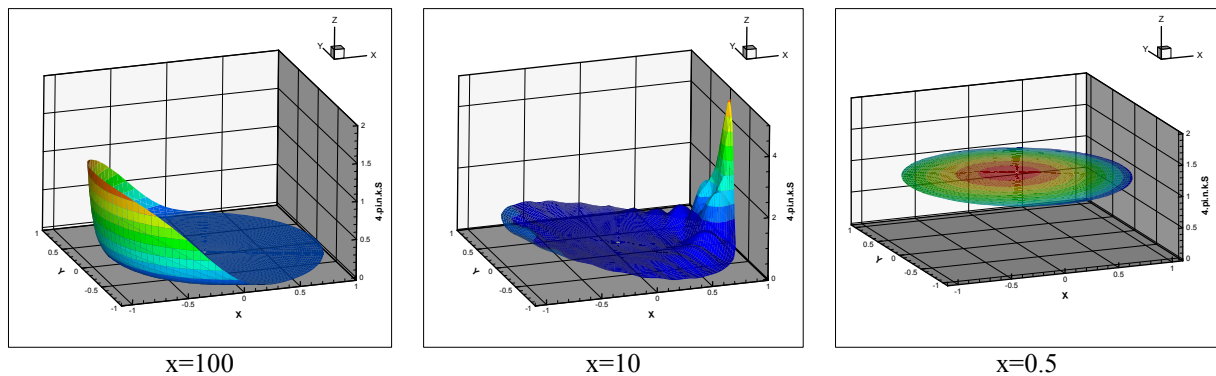
شبکه بندی محیط حل در شکل ۱ ملاحظه می شود. در بهترین و کارآمدترین شبکه، محیط حل به تعداد ۷۱*۵۱ سلول تقسیم بندی شد. به دلیل تغییرات شدید متغیرها در مرز مشترک فاز گاز و مایع، شبکه در این ناحیه ریز شده است. در مرز خارجی تا قبل از زاویه خروجی، جریان یکنواخت ورودی و از زاویه خروج به بعد، شرط مرزی خروجی با استفاده از صفر گردن گرادینانها در راستای شعاع، اعمال شده است. 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. در حالتیکه لغزش در سرعت وجود ندارد، سرعت مماسی گاز و مایع در فصل مشترک باهم برابرند.



شکل ۱- شبکه بندی محیط حل و شرایط مرزی

۶- نتایج

برای اطمینان از صحت محاسبات انجام شده، کانتور سه بعدی انرژی تابشی جذب شده بدون بعد ($4\pi n\kappa S$) در سه پارامتر اندازه مختلف و در یک ضریب شکست مختلط مشخص ($m = 1.5 + 0.1i$) در شکل ۲ نشان داده شده است. جهت تابش به قطره در این شکل از سمت چپ به راست می باشد. نتایج بدست آمده با نتایج ارائه شده در مرجع [۴] تطابق بسیار خوبی نشان می دهند. همانطور که مشاهده می شود در پارامتر سایز 0.5 جذب تابش درون قطره بطور تقریباً یکنواخت صورت گرفته است. اما با بزرگ شدن پارامتر اندازه، سطح قطره همچون یک عدسی محدب عمل کرده و تابش را در انتهای قطره متمرکز می کند. همانطور که مشاهده می شود در پارامتر سایز 10 حداکثر جذب در پشت قطره اتفاق افتاده است. با بزرگ تر شدن پارامتر سایز، قطره اجازه عبور تشعشع را از خود نمی دهد و جذب بصورت سطحی اتفاق می افتد.



شکل ۲- توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره در سه پارامتر سایز مختلف برای ضریب شکست مختلط $m=1.5+0.1i$

ضریب شکست (n) و ضریب جذب (κ) برای قطره ای از جنس low sulfur ESSO AF1313 بصورت تابعی از طول موج با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه می باشند [۱۰]:

$$n = n_0 + 0.02 \frac{\lambda - \lambda_m}{(\lambda - \lambda_m)^2 + 0.001} \quad (23)$$

$$\kappa = 10^{\xi} \quad (24)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \xi &= -6.4 && \text{when } 0.5 \leq \lambda \leq 1 \\ \xi &= (6.4 - b_1)(\lambda - 1)^2 && \text{when } 1 < \lambda \leq 2 \\ \xi &= -b_1 && \text{when } 2 < \lambda \leq 2.2 \\ \xi &= 10(b_1 - 2.3)(\lambda - 2.2) - 3.4 && \text{when } 2.2 < \lambda \leq 2.3 \\ \xi &= 4(b_2 - 2.3)(\lambda - 2.8)^2 - b_2 && \text{when } 2.3 < \lambda \leq 3.3 \\ \xi &= 21(\lambda - 3.8)^2 - 2.3 && \text{when } 3.3 < \lambda \leq 3.4 \\ \xi &= 12.5(\lambda - 3.8)^2 - 2.2 && \text{when } 3.4 < \lambda \leq 3.8 \\ \xi &= (b_3 - 2.2)[(\lambda - 4.9)/1.1]^2 - b_3 && \text{when } 3.8 < \lambda \leq 6 \end{aligned} \quad (25)$$

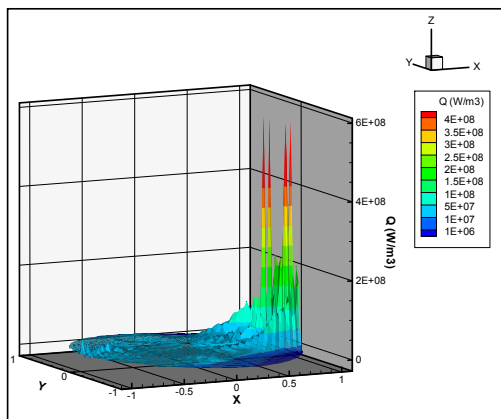
$$b_1 = 3.4$$

$$b_2 = 3$$

$$b_3 = 2.7$$

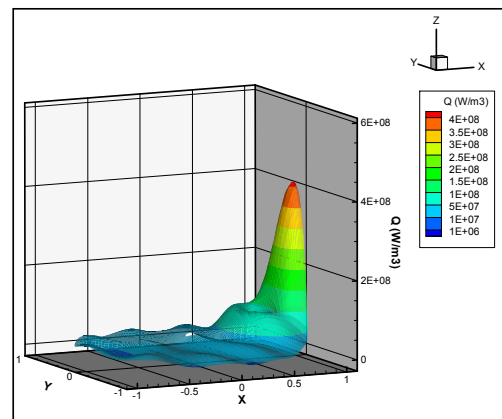
$$(26)$$

سوخت دیزل را می توان بصورت قطره ای با خواص فیزیکی دودکان ($C_{12}H_{26}$) و خواص تابشی low sulfur ESSO AF1313 در نظر گرفت [۱۴]. توزیع تابش جذب شده درون قطره های با شعاع ۵ و ۵۰ میکرون در شکل ۳ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود حداکثر جذب در هر دو سایز در پشت قطره افتاده است. علت این امر پائین بودن نسبی ضریب جذب می باشد که اجازه می دهد اثر متمرکز کنندگی سطح قطره حتی در پارامترهای سایز بزرگ نیز قابل توجه باشد. در حالت کلی، با افزایش ضریب جذب قطرات و یا افزایش پارامتر اندازه آنها جذب تشعشع به جذب سطحی نزدیک می شود. در سوخته های با ضریب جذب کم، جذب سطحی در پارامترهای اندازه بزرگتر اتفاق می افتد. در شکل ۴ توزیع شعاعی گرمای تشعشعی در حالت تشعشع با تقارن کروی رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود با افزایش قطر قطره جذب تشعشع به جذب سطحی نزدیک می شود. ملاحظه می شود حداکثر جذب برای قطره ای با شعاع ۵۰ میکرون که در حالت تشعشع جهت دار در پشت قطره افتاده بود، در حالت تابش با تقارن کروی در سطح قطره واقع شده است. زیرا در حالت تقارن کروی، از هر جهتی که تشعشع به قطره صورت می گیرد، 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.



الف) شعاع قطره ۵۰ میکرون

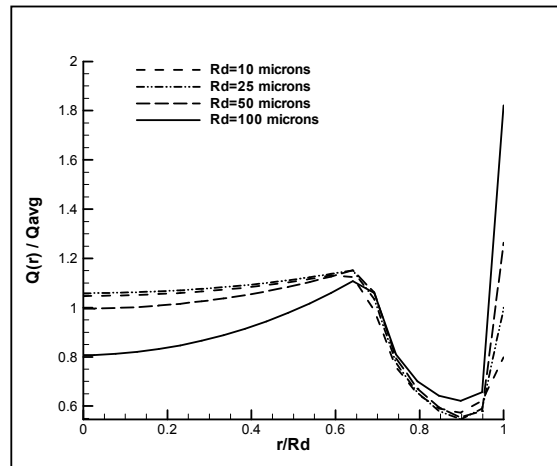
$$Q_{average} = 0.12155 * 10^9 \text{ (W / m}^3\text{)}$$



ب) شعاع قطره ۵ میکرون

$$Q_{average} = 0.45983 * 10^9 \text{ (W / m}^3\text{)}$$

شکل ۳- توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره دودکان با خواص تابشی بصورت تابعی از طول موج



شکل ۴) گرمای تشعشعی جذب شده درون قطره برحسب فاصله شعاعی برای قطرات با قطرهای مختلف

$$(R_d = 10\mu m, Q_{avg} = 13.74 \cdot 10^9) (R_d = 25\mu m, Q_{avg} = 9.9 \cdot 10^9)$$

$$(R_d = 50\mu m, Q_{avg} = 7.26 \cdot 10^9) (R_d = 100\mu m, Q_{avg} = 4.81 \cdot 10^9)$$

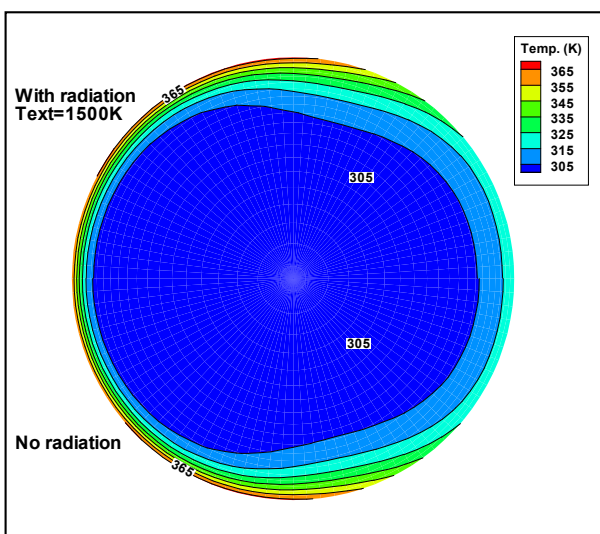
برای حل حوزه سرعت و دمای قطره با وجود انتقال حرارت تشعشعی، خواص ترموفیزیکی قطره بصورت تابعی از دما در نظر گرفته شده و در هر گام زمانی بروز می شوند. دانسیته (ρ_L)، ویسکوزیته (μ_L)، گرمای ویژه در فشار ثابت ($C_{p,L}$) و ضریب هدایت (k_L) دودکان برحسب دما با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه می باشند [۱۴]:

$$\rho_L (kg / m^3) = 744.11 - 0.771 \cdot (T - 300) \quad (23)$$

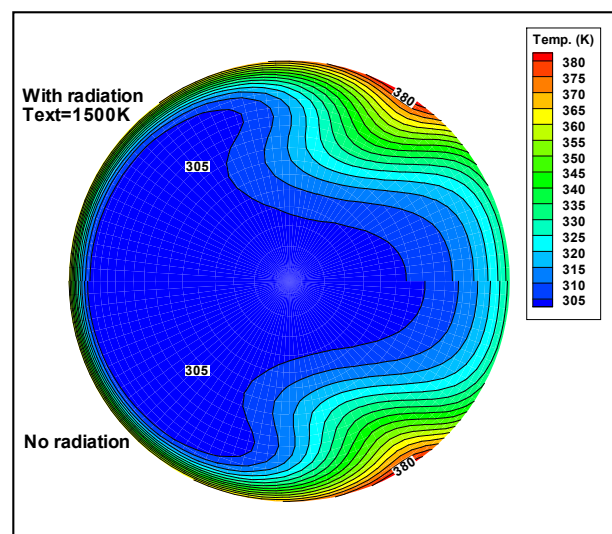
$$\mu_L (Pa \cdot sec) = 10^{-3} \cdot \exp[2.0303 \cdot (300/T)^2 + 1.1769 \cdot (300/T) - 2.929] \quad (24)$$

$$C_{p,L} (kJ / (kg \cdot K)) = 2.18 + 0.0041 \cdot (T - 300) \quad (25)$$

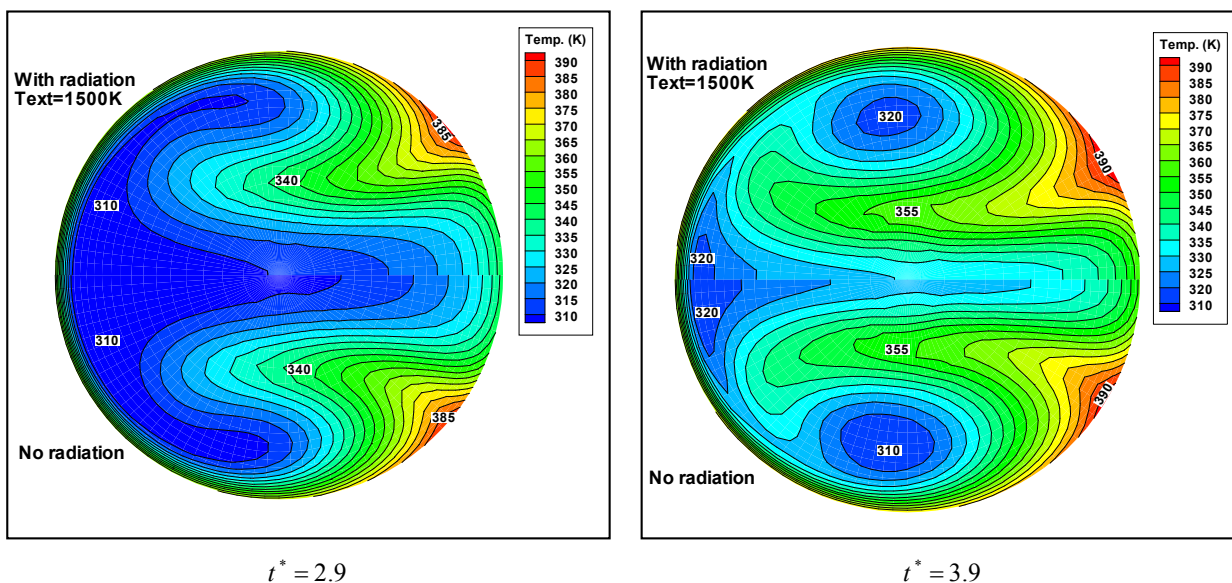
$$k_L (W / (m \cdot K)) = 0.1405 - 0.00022 \cdot (T - 300) \quad (26)$$



$t^* = 0.9$

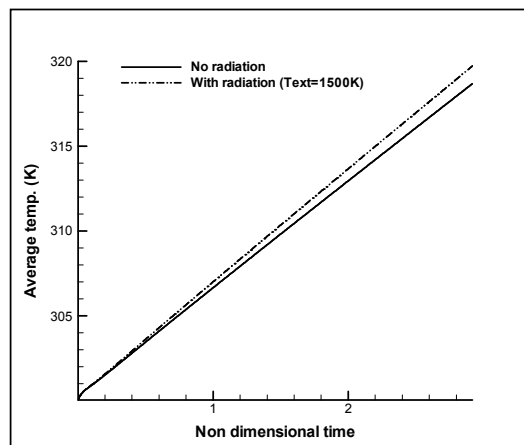


$t^* = 1.9$



شکل ۵- کانتور دمای گذرا داخل قطره در زمانهای بدون بعد مختلف در حالت وجود انتقال حرارت تشعشعی با دمای تابش ۱۵۰۰ درجه کلوین (نیمه بالائی) و عدم وجود تشعشع (نیمه پائینی)

نتایج بدست آمده نشان می دهند در نظر گرفتن انتقال حرارت تشعشعی در حالت تابش جهت دار تاثیر چندانی در نرخ گرم شدن قطره ندارد، گرچه این نوع تابش می تواند 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 می تواند باعث تسریع نرخ گرم شدن قطره شود که میزان اثر آن به قطر قطره بستگی دارد. جذب تشعشع در قطرات بزرگتر بهتر صورت می گیرد (که رابطه ۱۳ نیز همین مطلب را تایید می کند). محاسبات برای قطره ای با شعاع ۵۰ 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 تابش ۱۵۰۰ درجه کلوین تزریق می شود، انجام شده اند. در شکل ۵ کانتور دمای درون قطره بصورت گذرا در زمانهای بدون بعد مختلف در حالت وجود انتقال حرارت تشعشعی (نیمه بالائی شکل ها) و در حالت عدم وجود تابش (نیمه پائینی شکل ها) رسم شده است. زمان بدون بعد بصورت $t^* = t / (r^2 / \nu)$ تعریف شده است که در آن ν ویسکوزیته سینماتیک قطره می باشد. همانطور که مشاهده می شود، در لحظات 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 گردابه ای داخل قطره تشکیل می شود. با تشکیل گردابه داخلی، جریان جابه جایی ایجاد شده درون قطره باعث انتقال نقطه حداکثر دما از نقطه سکون جلویی به سمت نقطه سکون پشت می شود. با گذشت زمان اثر وجود تابش بیشتر خود را نشان می دهد و باعث افزایش نفوذ حرارت به داخل قطره می شود. در شکل ۶ تغییرات دمای میانگین قطره با زمان در حالت وجود و عدم وجود تابش رسم شده اند. مشاهده می شود با گذشت زمان اثر وجود تابش بر دمای میانگین قطره قابل ملاحظه می شود.



شکل ۶- تغییرات دمای میانگین قطره با زمان در حالت وجود و عدم وجود تشعشع

۷- نتیجه گیری

با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستم های احتراقی، انتقال حرارت به قطره های پاشش شده در این سیستم ها می تواند در نرخ گرم شدن و در نتیجه نرخ تبخیر آنها تاثیر گذار باشد. در این مقاله با استفاده از مدل می و مدل ساده شده دمبروسکی به بررسی توزیع و میزان جذب تشعشع توسط یک قطره سوخت دیزل در دو حالت تابش جهت دار و تابش با تقارن کروی پرداخته شد. نتایج بدست آمده نشان می دهد حداکثر جذب در حالت تابش جهت دار در پشت قطره اتفاق می افتد، اما مقدار آن به اندازه ای نیست که تاثیر قابل ملاحظه ای بر نرخ گرم شدن قطره داشته باشد. در حالت تابش با تقارن کروی حداکثر جذب در سطح قطره اتفاق می افتد و می تواند نرخ گرم شدن قطره را تسریع کند.

مراجع

- 1- Sazhin S.S., "Advanced models of fuel droplet heating and evaporation", Progress in Energy and Combustion Science, vol. 32, pp. 162-214, 2006.
- 2- Van de Hulst H.C., *Light scattering by small particles*, Peter Smith Pub. Inc , 1982.
- 3- Bohren C.F., and Huffman D.R., "Absorption and scattering of light by small particles", New York, John Wiley & Sons, 1983.
- 4- 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.
- 5- 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.
- 6- Harpole G.M., "Radiative absorption by evaporating droplets", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 23, pp. 17-26, 1979.
- 7- Dombrovsky Leonid A., "A modified differential approximation for thermal radiation of semitransparent non isothermal particles: application to optical diagnostics of plasma spraying", J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, vol. 73, pp. 433-441, 2002.
- 8- Dombrovsky Leonid A., "Absorption of thermal radiation in large semi transparent particles at arbitrary illumination of the poly disperse system", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 47, pp. 5511-5522, 2004.



FCCI2010 1173

سومین کنفرانس سوخت و احتراق ایران

تهران - دانشگاه صنعتی امیرکبیر - اسفند ماه ۱۳۸۸



دانشگاه صنعتی امیرکبیر
دانشکده مهندسی هوافضا

- 9- Dombrovsky Leonid A., "Thermal radiation from nonisothermal spherical particles of a semi transparent material", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 43, pp. 1661-1672, 2000.
- 10- Dombrovsky Leonid A., and Sazhin S., "Absorption of thermal radiation in a semi-transparent spherical droplet: a simplified model", Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 24, pp. 919-927, 2003.
- 11- 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", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 47, pp. 3327-3340, 2004.
- 12- Abramowitz, M., and Stegun, I.A., *Handbook of mathematical functions*, Dover, New York, 1970.
- 13- Ozisik, M.N., *Radiative transfer and interaction with conduction and convection*, John Wiley and Sons, New York, 1973.
- 14- Abramzon B., and Sazhin S., "Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption", Fuel, vol. 85, pp. 32-46, 2006.