

## مدلسازی تحلیلی احتراق ذرات لایکوپدیم با در نظر گرفتن اختلاف بین دمای گاز و ذره

مهدی بیدآبادی<sup>۱</sup>، علیرضا رهبری<sup>۲</sup>  
Ar.rahbari@gmail.com

### چکیده

این مقاله به بررسی اثر اختلاف بین دمای گاز و ذره بر احتراق ذرات لایکوپدیم (Lycopodium) شعله آرام، یک بعدی و پایا برای ابر پیش مخلوط ذرات ارگا نیک می‌پردازد. در مقاله حاضر از معادلات مربوط به شعله آرام ذرات ارگا نیک استفاده شده است و سپس معادلات لازم برای گاز و ذره بدست آمده است. در نهایت معادلات حاکم و شرایط مرزی اعمال شده و با استفاده از روش تحلیلی حل شده‌اند. لازم به ذکر است که در این تحقیق ناحیه شعله شامل ناحیه‌های پیش گرم، واکنش و ناحیه پس از واکنش می‌باشد. در نهایت تغییرات عوامل موثر بر احتراق ذرات از قبیل دمای بدون بعد گاز و ذره، کسر جرمی ذره، نسبت تعادلی گاز و ذره، دمای شعله گاز و ذره و سرعت سوزش آن‌ها ترسیم شده‌اند.

### کلیدواژه:

احتراق ذرات لایکوپدیم- روش تحلیلی- دمای بدون بعد گاز و ذره- دمای شعله- سرعت سوزش

۱- استادیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت

۲- دانشجوی دکتری دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت

## ۱- مقدمه

انفجار ذرات عامل اصلی انتشار شعله از میان ابر ذرات داخل هوا می‌باشند که سبب می‌شوند ذرات به ذرات کوچکتر با خاصیت اشتعال پذیری بالاتر تقسیم شوند [۱]. اخیراً به سبب پیشرفت در صنعت تکنولوژی پودر، خطری که به سبب انفجار ذرات می‌تواند زندگی انسان را تحت الشعاع قرار دهد به عنوان یک موضوع بسیار مهم از دیدگاه صنعتی می‌باشد. بیشتر این مطالعات بر روی انفجار ذرات صورت گرفته است به منظور اینکه مشخصه‌ها و عوامل مهم در انفجار ذرات در یک محفظه بسته تبیین گردد. علیرقم تمام این تلاش‌ها که بر روی اشتعال‌پذیری ذرات صورت گرفته است اما همچنان کمبود یک مکانیزم کلی که بتواند انتشار شعله در ذرات معلق را تبیین کند، احساس می‌شود. این مسئله بیشتر به سبب مشکلات موجود در زمینه کارهای تجربی می‌باشد به عنوان مثال یکنواخت بودن ذرات و اندازه آن‌ها در مکانیزم احتراق بسیار اثر گذار می‌باشند. بنابراین در بعضی موارد این نتایج تجربی با هم سازگاری دارند و در بعضی مواقع کاملاً در تضاد با یکدیگر می‌باشند [۱].

میسون در سال ۱۹۶۷ به بررسی اثر غلظت ذرات لایکوپدیم بر سرعت سوزش پرداخت [۲]. همچنین بررسی اثر گرانش بر روی شعله‌های ابر ذرات لایکوپدیم به صورت تئوری و آزمایشی مورد بررسی قرار گرفته شده است [۳]. بعضی از مطالعات بر روی خواص انتشار شعله ذرات در یک مجرای عمودی به منظور تبیین سرعت شعله آرام، ضخامت شعله، فاصله خاموشی و شتاب شعله ذرات صورت گرفته است [۴ و ۵]. رفتار انتشار شعله از میان ابر ذرات لایکوپدیم در یک مجرای عمودی با استفاده از دوربین‌های سرعت بالا مشاهده شده است و این تحقیق بیانگر این نکته است که انتشار پیشانی شعله به صورت ناپیوسته و ناهموار می‌باشد [۶]. با وجود تمام این تلاش‌ها، مکانیزم اصلی ساختار و نحوه حرکت شعله در منطقه احتراق ابر ذرات در یک مجرای عمودی مبهم است. لازم به ذکر است که پیچیدگی و تغییرات رفتار شعله و کمیت‌های مرتبط با تغییر نوع و اندازه ذرات از مشکلات اصلی مدل‌سازی می‌باشد. با این وجود روش‌های تحلیلی در احتراق ذرات ریز جامد نقش ویژه‌ای ایفا می‌کند.

در این تحقیق، جنبه‌های انتشار شعله و ساختار منطقه احتراق به صورت تحلیلی بررسی شده به منظور اینکه مکانیزم انتشار شعله از میان ابر ذرات لایکوپدیم مشخص شود. فرض شده است که ذرات سوخت ابتدا بخار می‌شود تا به یک سوخت گازی با ساختار شناخته شده برسد. ساختار شعله نیز از سه ناحیه تشکیل شده است. در ناحیه پیش گرم نرخ واکنش شیمیایی بسیار ناچیز است و در ناحیه

واکنش از نرخ‌های جابجایی و تبخیر صرف نظر شده است. در نهایت در منطقه جابجایی از ترم انتشار در مقایسه با بقیه ترم‌ها صرف نظر شده است. نتایج حاصله از این تحقیق همخوانی خوبی با نتایج تحلیلی موجود دارد.

## ۲- تئوری

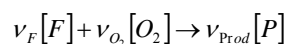
همان طور که گفته شد برای مخلوط رقیق ساختار شعله از سه ناحیه پیش گرم، ناحیه واکنش و ناحیه جابجایی تشکیل شده است. در ناحیه پیش گرم ( $0^- < \gamma < -\infty$ ) ذرات گرم می‌شوند تا به دمای اشتعال برسند. در این ناحیه عدد  $Z_e$  بسیار بزرگ است بنابراین از ترم واکنش در این ناحیه در مقایسه با ترم‌های دیگر صرف نظر می‌شود. در این ناحیه به سبب وجود اختلاف دمای بین گاز و ذره، حرارت مبادله شده بین آن‌ها نیز در نظر گرفته شده است. در ناحیه واکنش ( $0^+ < \gamma < 0^-$ ) ذرات با اکسیژن ترکیب شده و می‌سوزند. در این ناحیه از ترم تبخیر در مقابل ترم‌های دیگر صرف نظر می‌شود زیرا ذرات سوخت برای انجام واکنش در ناحیه پیش گرم تبخیر می‌شوند و نرخ این تبخیر در ناحیه واکنش ناچیز است و از طرف دیگر از ترم جابجایی نیز صرف نظر می‌شود چرا که ضخامت ناحیه واکنش بسیار کم است، پس اختلاف دما در دو طرف آن بسیار کم است و ترم جابجایی بسیار کوچک است. در نهایت در ناحیه جابجایی یا پس از احتراق ( $0^+ < \gamma < \infty$ ) از ترم دیفیوژن صرف نظر می‌شود چون عرض ناحیه پس از احتراق بزرگ است.

## ۳- فرضیات حاکم

۱. ابر ذرات دارای توزیع یکنواخت ذرات لایکوپدیم با اندازه یکسان و اکسیدایزر گازی است.
۲. از اثرات جاذبه و انتقال حرارت تشعشی صرف نظر شده است.
۳. عدد بیوت خیلی کوچک است که دلالت بر یکنواختی دمای ذره دارد.
۴. ضریب هدایت حرارتی گاز  $\lambda$  برای سادگی برای تمام مقادیر دما ثابت فرض می‌شود.

## ۴- معادلات حاکم

اگر مرحله احتراق با یک واکنش کلی به صورت زیر مدل شود:



معادلات بقای جرم، انرژی و سوخت مطابق زیر می‌شوند:

### ۵- بی بعد سازی معادلات حاکم

برای ساده سازی معادلات از یک سری پارامترهای بی بعد استفاده می کنیم.

این پارامترها در ذیل ذکر شده اند:

$$\theta = \frac{T - T_u}{T_f - T_u}, \theta_s = \frac{T_s - T_u}{T_f - T_u}, y_f = \frac{Y_f}{Y_{FC}} \quad (9)$$

$$m = \frac{\rho v}{\rho_u v_u}, z = \frac{\rho_u v_u C}{\lambda_u} x,$$

$$Y_{FC} = \frac{C}{Q} (T_f - T_u), \zeta = \frac{3\lambda_u \lambda}{r^2 \rho_u v_u C \rho_s v_u C_s}$$

حال در صورتی که ضرایب بی بعد را در معادلات (۲ تا ۴) اعمال کنیم خواهیم داشت:

$$m \frac{d\theta}{dz} = \frac{d^2\theta}{dz^2} + \omega \frac{\rho_u}{\rho} - q \gamma_s \frac{2}{3} \theta^n \quad (10)$$

$$m \frac{dy_f}{dz} = \frac{d^2 y_f}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma_s \frac{2}{3} \theta^n \quad (11)$$

$$m \frac{dy_s}{dz} = -\gamma_s \frac{2}{3} \theta^n \quad (12)$$

$$\frac{d\theta_s}{dz} = \xi (\theta - \theta_s) \quad (13)$$

اگر فرض کنیم  $q$  مقدار بسیار کوچکی باشد (تقریباً صفر) یعنی گرمای آزاد شده بر اثر واکنش بسیار بزرگتر از گرمای جذب شده بوسیله ذرات برای تبخیر شدن باشد و مقدار  $\theta$  در این شرایط را  $\theta^0$  بگیریم و با فرض ( $m = 1$ ) آنگاه معادلات بی بعد به صورت زیر در می آیند:

$$\frac{d\theta^0}{dz} = \frac{d^2\theta^0}{dz^2} + \omega \frac{\rho_u}{\rho} \quad (14)$$

$$\frac{dy_f}{dz} = \frac{d^2 y_f}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma_s \frac{2}{3} \theta^n \quad (15)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = -\gamma_s \frac{2}{3} (\theta^0)^n \quad (16)$$

$$\frac{d\theta_s^0}{dz} = \xi (\theta^0 - \theta_s^0) \quad (17)$$

حال اعداد بی بعد  $\omega$  و  $\gamma$  و  $q$  از روابط زیر حاصل می شوند:

$$\omega = \frac{\lambda_u w_F}{(\rho_u v_u)^2 C Y_{FC}} \quad (18)$$

$$\rho v = const \quad (1)$$

$$\rho v C \frac{dT}{dx} = \lambda_u \frac{d^2 T}{dx^2} + w_F \frac{\rho_u}{\rho} Q - w_v \frac{\rho_u}{\rho} Q_v \quad (2)$$

که در معادله بالا  $\lambda$  هدایت حرارتی، اندیس زیرنویس  $u$  مربوط به خاصیت‌های مخلوط ذرات و سوخت گازی و زیر نماد  $F$  مربوط به خواص سوخت گازی،  $w_F$  نرخ مصرف سوخت گازی،  $w_v$  نرخ تبخیر ذرات ارگانیک،  $Q$  گرمای آزاد شده از واکنش ذرات،  $Q_v$  گرمای جذب شده توسط ذرات برای تبخیر شدن،  $C$  ظرفیت حرارتی سوخت مخلوط سوخت گازی و ذرات می باشد.

$$\rho v \frac{dY_f}{dx} = \rho_u D_u \frac{d^2 Y_f}{dx^2} - w_F \frac{\rho_u}{\rho} + w_v \frac{\rho_u}{\rho} \quad (3)$$

در معادله بالا  $Y$  کسر جرمی ذرات و  $D$  نفوذ جرمی است. همچنین در معادلات (۲) و (۳) ترم اولیه از سمت چپ ترم جابه جایی و ترم دوم نفوذ، ترم سوم واکنش و ترم چهارم ترم تبخیر مربوط به معادلات می باشند.

معادله حاکم بر جزء جرمی ذرات مطابق زیر است:

$$\rho v \frac{dY_s}{dx} = -w_v \frac{\rho_u}{\rho} \quad (4)$$

معادله حالت در یک سیستم هم فشار بدین صورت است:

$$\rho T = const \quad (5)$$

زیر نماد  $S$  مربوط به خواص ذرات ارگانیک است.

در معادلات بالا  $C$  ظرفیت حرارتی به صورت زیر تعریف می شود:

$$C = C_p + \frac{4\pi(r^3 C_s \rho_s n_s)}{3\rho} \quad (6)$$

همچنین معادله بقای انرژی برای ذرات را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\left( \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_s C_s \right) v_u \frac{dT_s}{dx} = (4\pi r^2) \frac{\lambda_u}{r} (T - T_s) \quad (7)$$

که در رابطه بالا  $C_p$  ظرفیت حرارتی سوخت گازی و  $\Gamma$  شعاع ذرات می باشد.

همچنین  $w_v$  به صورت زیر تعریف می شود:

$$w_v = 4\pi A n_s r^2 (T - T_u)^n \quad (8)$$

در معادله بالا  $A$  پارامتر مشخصه نرخ تبخیر ذرات سوختی و  $n$  یک ثابت است که با توجه به شرایط حل آن مقدارش مشخص می باشد.

$$-\left[\frac{dy_F}{dz}\right]_0 = (3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - y_{FF}) \quad (31)$$

$$a = \frac{\gamma\zeta}{3n(\zeta + 1)} \quad (32)$$

$$y_s = [\alpha^{1/3} - ae^{nz}]^3 \quad (33)$$

### ۵-۲- منطقه واکنش

این ناحیه در حل حدی به صورت یک خط در می آید. بنابراین می توان در معادلات از ترمهای تبخیر و جابجایی در مقابل ترمهای واکنشی و نفوذ صرف نظر کرد. بنابراین معادلات (۲۵) در این ناحیه به صورت زیر در می آیند:

$$\frac{d^2\theta^0}{dz^2} = -w \frac{\rho_u}{\rho} \quad (34)$$

$$\frac{d^2y_F}{dz^2} = w \frac{\rho_u}{\rho} \quad (35)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = 0 \rightarrow y_s = cte \quad (36)$$

مطابق آنالیز اولیه  $w_F$  (نرخ مصرف سوخت) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$w_F = v_F W_F K C_F \quad (37)$$

که در رابطه بالا  $w_F$  وزن مولکولی سوخت و  $C_F$  غلظت مولی سوخت و  $v_F$  تعداد مول سوخت در واکنش استیکیومتریکی و  $K$  ثابت واکنش احتراقی فاز گازی می باشد که برابر است با:

$$K = B \exp\left(-\frac{E_a}{RT_f}\right) \quad (38)$$

که در معادله بالا  $B$  فاکتور فرکانس،  $E_a$  انرژی اکتیواسیون و  $R$  ثابت گازی (مربوط به سوخت گازی) است.

در این مرحله از تغییر متغیرهای زیر استفاده شده است:

$$z = \varepsilon\eta \quad y_F = \varepsilon(b + y) \quad \theta^0 = 1 - \varepsilon t \quad (39)$$

اگر تغییرات فوق را در معادلات (۱۴) و (۱۵) وارد کنیم، معادله زیر حاصل می شود:

$$\frac{d^2t}{d\eta^2} = \Lambda(b + y)e^{-t} \quad (40)$$

$$\frac{d^2(t - y)}{d\eta^2} = 0 \quad (41)$$

$$\Lambda = \frac{v_F \lambda_u B \varepsilon^2}{\rho_u v_u^2 C} \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) \quad (42)$$

$$\gamma = \frac{4.836 A n_u^{1/3} \lambda_u (T_f - T_u)^n}{v_u^2 \rho_u^{4/3} C Y_{FC}^{1/3} \rho_s^{2/3}} \quad (19)$$

$$q = \frac{Q_v}{Q} \quad (20)$$

### ۵-۱- منطقه پیش گرم

در این ناحیه وقتی در حل حدی می توان از ترم واکنشی در معادلات صرف نظر کرد (در واقع می توان فرض کرد در این حل، واکنشی در این ناحیه اتفاق نمی افتد).

حال معادلات بی بعد شده به صورت زیر حاصل می شوند:

ناحیه پیش گرم:

$$\frac{d\theta^0}{dz} = \frac{d^2\theta^0}{dz^2} \quad (21)$$

$$\frac{dy_F}{dz} = \frac{d^2y_F}{dz^2} - \omega \frac{\rho_u}{\rho} + \gamma y_s^{2/3} \theta^n \quad (22)$$

$$\frac{dy_s}{dz} = -\gamma y_s^{2/3} (\theta^0)^n \quad (23)$$

$$\frac{d\theta^0_s}{dz} = \xi(\theta^0 - \theta^0_s) \quad (24)$$

شرایط مرزی این معادلات عبارتند از:

$$at \ z = -\infty \quad \theta^0 = 0, \quad \theta^0_s = 0, \quad (25)$$

$$y_s = \frac{Y_{FU}}{Y_{FC}} = \alpha, \quad y_F = y_{FF} = 0$$

$$at \ z = 0 \quad \theta^0 = 1$$

نتایج حاصل از حل این معادلات برای گاز با توجه به شرایط مرزی مطابق زیر می باشد:

$$\theta^0 = e^z \quad (26)$$

$$-\left[\frac{dy_F}{dz}\right]_0 = (3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - y_{FF}) \quad (27)$$

$$a = \frac{\gamma}{3n} \quad (28)$$

$$y_s = [\alpha^{1/3} - ae^{nz}]^3 \quad (29)$$

نتایج حاصل از حل این معادلات برای ذره با در نظر گرفتن شرایط مرزی مطابق زیر می باشد:

$$\theta^0_s = \frac{\xi}{1 + \xi} \theta^0 \quad (30)$$

$$U_v = U_u e^{(-qz_c/2)} \quad (51)$$

که در معادله بالا  $Z_c$  یک مقدار بزرگ است و به صورت زیر محاسبه می شود:

$$Z_c = \frac{E_a(T_f - T_u)}{RT_f^2} \quad (52)$$

برای تعیین اندازه  $T_f$  نیز باید مجموع شیبهای مربوط به کسر جرمی سوخت و تغییرات دمای بی بعد دو ناحیه پیش گرم تبخیر و پس از واکنش با هم برابر قرار دهیم.

$$\left[ \frac{d\theta^0}{dz} \right]_{0^+} + \left[ \frac{dy_F}{dz} \right]_{0^+} = \left[ \frac{d\theta^0}{dz} \right]_{0^-} + \left[ \frac{dy_F}{dz} \right]_{0^-} \quad (53)$$

دمای شعله گاز:

$$3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - 1 = 0 \quad (54)$$

دمای شعله ذره:

$$3a\alpha^{2/3} - 3a^2\alpha^{1/3} + a^3 - \frac{\xi}{1+\xi} = 0 \quad (55)$$

دمای آدیاباتیک شعله از رابطه زیر بدست می آید:

$$C(T_b - T_u) = \frac{v_F W_F Q}{v_{O_2} W_{O_2}} Y_{O_{2u}} \quad (56)$$

زمانی که ذرات سوخت تبخیر شده تا به ساختار شناخته شده متان تبدیل شود رابطه نسبت تعادلی از رابطه های زیر محاسبه می شود:

$$\phi_u = 17.18 Y_{F_u} / (1 - Y_{F_u}) \quad (57)$$

$$\phi_g = 17.18 Y_{F_c} / (1 - Y_{F_c}) \quad (58)$$

## ۷- نتایج

در این مقاله محاسبات عددی انجام شده برای مقادیر  $\phi_u \geq 1$  می باشد. بنابراین برای مخلوط قابل اشتعال ذرات سوخت و هوا که در آن ذرات سوخت تبخیر شده و تشکیل متان می دهند، بنابراین طبق رابطه (۵۷) برای مقدار  $\phi_u = 1.0$ ،  $Y_{F_u} = 0.55$  می باشد و نتایج بدست آمده تنها برای  $Y_{F_u} \geq 0.55$  معتبر است. همانطور که در شکل (۱) مشاهده می شود نمودار دمای بدون بعد گاز و ذره بر حسب  $Z$  رسم شده اند و نتایج حاصله بیانگر این نکته است که دمای ذره برای این حالت پایین تر از دمای گاز می باشد.

شرایط مرزی این معادله با برابر قراردادن شرایط ناحیه واکنش ( $\eta=0$ ) با شرایط در مرز نواحی پیش گرم تبخیر ( $z \rightarrow 0^-$ ) یا ( $-\infty < \eta < 0$ ) و پس از واکنش ( $z \rightarrow 0^+$ ) یا ( $0 < \eta < +\infty$ ) به دست می آید. در ناحیه پس از واکنش در حل حدی فرض می کنیم که ترم واکنشی و تبخیر ناچیز بوده و با نفوذ و جابجایی روبرو هستیم. بنابراین دما تقریباً برابر  $T_f$  و کسر جرمی سوخت در مرز این ناحیه با ناحیه واکنشی برابر صفر است یعنی:

$$\frac{dy_F}{dz}(0^+) = \frac{d\theta^0}{dz}(0^+) = 0 \quad (43)$$

با برابر قراردادن شرایط ناحیه واکنش با شرایط ناحیه پس از واکنش داریم:

$$\frac{dy}{d\eta} = \frac{dt}{d\eta} = 0 \quad \eta \rightarrow +\infty \quad (44)$$

با برابر قراردادن حل ناحیه پیش گرم تبخیر با حل ناحیه واکنش در  $z=0$  داریم:

$$\frac{dt}{d\eta} = -1 \quad \eta \rightarrow -\infty \quad (45)$$

برای ذره:

$$\frac{dt}{d\eta} = -\frac{\zeta}{\zeta+1} \quad \eta \rightarrow -\infty \quad (46)$$

حال در صورتی که از معادله (۴۰) انتگرال گرفته و معادلات (۴۵) و (۴۶) را اعمال کنیم نتیجه زیر حاصل می شود.

برای گاز:

$$2(1+b)\Lambda = 1 \quad (47)$$

برای ذره:

$$2(1+b)\Lambda = \left( \frac{\zeta}{\zeta+1} \right)^2 \quad (48)$$

## ۶- محاسبه سرعت سوزش

سرعت سوزش با قراردادن معادله (۴۷) و (۴۸) در معادله (۴۲) به دست می آید:

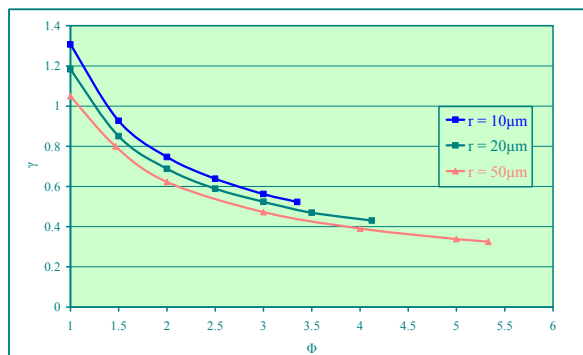
سرعت سوزش گاز:

$$U_u^2 = \frac{2(1+b)v_F \lambda_u B \varepsilon^2}{\rho_u C} e^{\left( \frac{E}{RT_f} \right)} \quad (49)$$

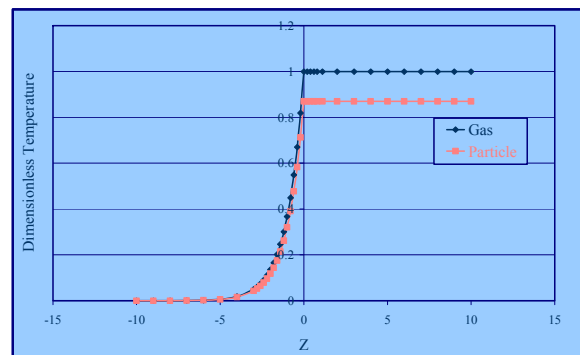
سرعت سوزش ذره:

$$U_u^2 = \frac{2(1+b)v_F \lambda_u B \varepsilon^2}{\left( \frac{\zeta}{\zeta+1} \right)^2 \rho_u C} e^{\left( \frac{E}{RT_f} \right)} \quad (50)$$

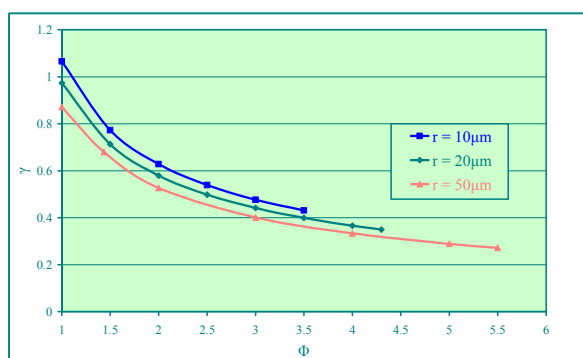
سرعت سوزش با در نظر گرفتن میزان حرارت لازم برای تبخیر ذرات سوخت:



شکل(۳): تغییرات  $\gamma$  گاز با نسبت تعادلی برای شعاع های مختلف

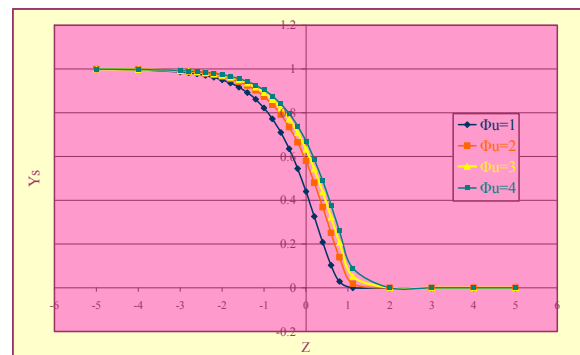


شکل(۱): تغییرات دمای بدون بعد ذره و گاز با  $Z$

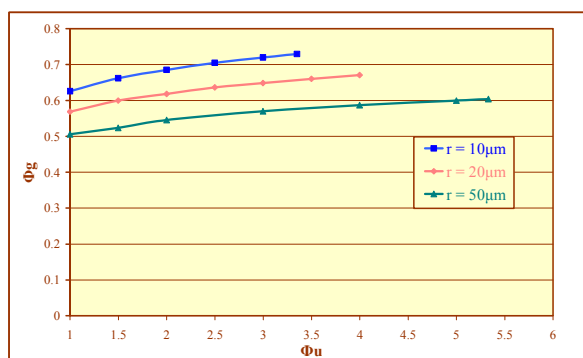


شکل(۴): تغییرات  $\gamma$  ذره با نسبت تعادلی برای شعاع های مختلف

در شکل(۲) تغییرات کسر جرمی ذره بر حسب  $Z$  برای نسبت های تعادلی مختلف رسم شده است و نتایج نشان می دهد که از یک طرف با افزایش فاصله مطابق انتظار از کسر جرمی سوخت کاسته می شود و از طرف دیگر با افزایش نسبت تعادلی این میزان مقداری افزایش می یابد و نمودار به سمت بالا تغییر مکان می دهد.



شکل(۲): تغییرات کسر جرمی ذره برای نسبت های تعادلی مختلف



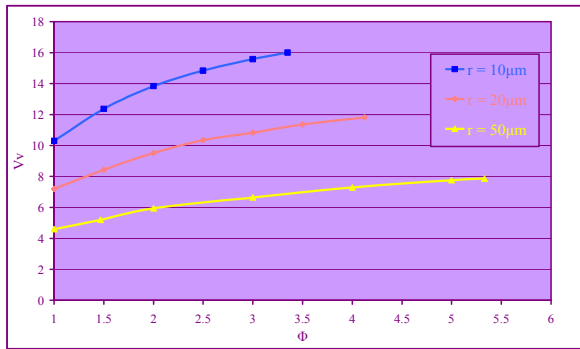
شکل(۵): تغییرات نسبت تعادلی در منطقه واکنش با نسبت تعادلی سوخت موجود در ذرات سوخت(نسبت تعادلی موثر)

مشاهده می شود که با افزایش نسبت تعادلی ذره سوخت نسبت تعادلی در منطقه واکنش نیز افزایش می یابد و این امر به سبب به هم پیوستن سینتیک تبخیر و سینتیک اکسیداسیون می باشد. نسبت تعادلی ذرات از نسبت تعادلی گاز در منطقه واکنش کمتر است.

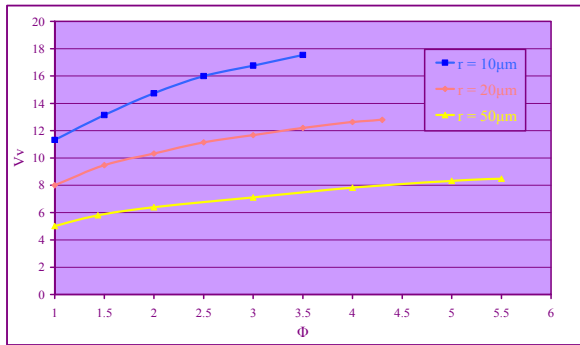
شکل های (۳) و (۴) تغییرات  $\gamma$  را بر حسب  $\Phi$  به ترتیب برای گاز و ذره برای شعاع های مختلف نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود از یک طرف در هر دو شکل با افزایش شعاع، میزان  $\gamma$  کاهش می یابد و از طرف دیگر میزان نسبت تعادلی قابل قبول نیز در شعاع  $50 \mu m$  تا حدود  $5/3$  برای گاز و تا حدود  $5/5$  برای ذره افزایش می یابد که این مسئله نشان دهنده این مطلب است که میزان نسبت تعادل در ذره نسبت به گاز بیشتر است.

در شکل(۵) تغییرات نسبت تعادل در منطقه واکنش با نسبت تعادلی ذرات سوخت نشان داده شده است. شکل(۵) این تغییرات را برای گاز نشان می دهد.

سطح مقطع شعله می باشد و زمانی که شعاع به سمت صفر میل می کند سرعت خالص گازی شکل بدست می آید.



شکل (۸): تغییرات سرعت سوزش برای گاز بر حسب نسبت تعادلی



شکل (۹): تغییرات سرعت سوزش برای ذره بر حسب نسبت تعادلی

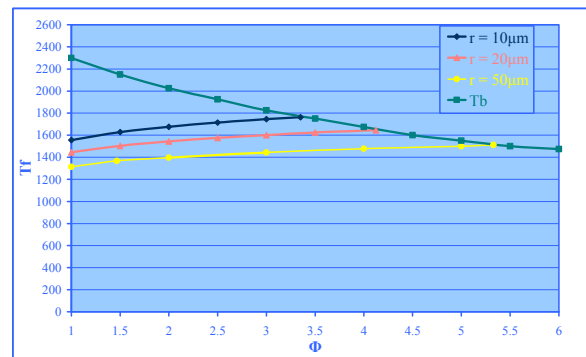
## ۸- نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی اثر اختلاف بین دمای گاز و ذره بر احتراق ذرات لایکوپدیم شعله آرام، یک بعدی و پایا برای ابر پیش مخلوط ذرات ارگانیکی پرداخته شد.

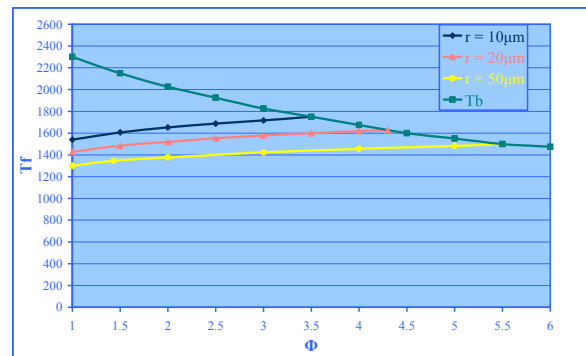
برای این منظور ابتدا به بررسی معادلات ریاضی و سپس اقدام به بی بعد سازی معادلات کرده و معادلات حاکم را برای مدل جدید تبیین می کنیم. در این تحقیق ساختار شعله شامل ناحیه های پیش گرم، واکنش و ناحیه پس از واکنش می باشد که در هر ناحیه معادلات حاکم و شرایط مرزی مربوط به شعله آرام ذرات ارگانیکی نوشته شده است و در نهایت معادلات مذکور بی بعد گشته و به صورت تحلیلی و با روشی جدید حل شده اند.

در نهایت معادله سرعت سوزش و دمای شعله که از پارامترهای موثر بر احتراق ذرات ارگانیکی می باشد، حاصل و در نهایت ساختار کلی شعله مورد بررسی قرار گرفت.

شکل های (۶) و (۷) تغییرات دمای شعله و دمای آدیباتیک شعله را برای شعاع های مختلف گاز و ذره بر حسب نسبت تعادلی نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود دمای شعله نمی تواند از دمای آدیباتیک بیشتر باشد که به همین دلیل برای ذرات با شعاع های مختلف نرخ نسبت تعادلی قابل قبول تغییر می کند به عنوان مثال برای ذره های با شعاع  $10 \mu\text{m}$  این نسبت تعادلی در حدود  $3/3 - 3/5$  می باشد در صورتی که با افزایش شعاع تا  $50 \mu\text{m}$  این میزان تا عددی در حدود  $5/3 - 5/5$  افزایش می یابد. دمای شعله ذره در شکل (۷) از دمای شعله گاز در شکل (۶) کمتر باشد که این روند نیز از معادلات حاکم انتظار می رود.



شکل (۶): تغییرات دمای شعله و دمای آدیباتیک شعله گاز برای شعاع های مختلف بر حسب نسبت تعادلی



شکل (۷): تغییرات دمای شعله و دمای آدیباتیک شعله ذره برای شعاع های مختلف بر حسب نسبت تعادلی

شکل های (۸) و (۹) تغییرات سرعت سوزش بر حسب نسبت تعادلی را برای گاز و ذره نشان می دهد که در هر دو نمودار افزایش نسبت تعادلی منجر به افزایش سرعت سوزش شعله می شود و با افزایش شعاع ذرات، سرعت سوزش کاهش می یابد. این امر به علت افزایش

$C_F$	غلظت مولی سوخت	از تحلیل فوق نتایج زیر حاصل شده اند:
$B$	فاکتور تناوب	۱. دمای بدون بعد ذره نسبت به گاز برای یک حالت خاص ترسیم شده است.
$K$	نرخ ثابت فاز گازی واکنش	۲. کسر جرمی سوخت با افزایش نسبت تعادلی افزایش می یابد و در نهایت تمام سوخت مصرف شده و مقدار کسر جرمی سوخت به صفر می رسد.
$n$	توان درجه حرارت	۳. تغییرات پارامتر بدون بعد $\gamma$ گاز و ذره برای شعاع های مختلف بر حسب نسبت تعادلی ترسیم شده اند که افزایش نسبت تعادلی سبب کاهش این پارامتر می شود.
$n_S$	تعداد ذرات موجود در محیط	۴. دمای شعله ذرات از دمای شعله گاز کمتر می باشد و دمای شعله با افزایش نسبت تعادلی کم می شود.
$n_u$	تعداد ذرات سوخت	۵. میزان نسبت تعادلی قابل قبول برای ذرات با شعاع های مختلف با استفاده از دمای آدیاباتیک شعله بدست آمده است.
$Q$	گرمای از دست رفته از سوخت گازی به ازاء واحد جرم	۶. سرعت سوزش گاز و ذره با افزایش نسبت تعادلی افزایش و با افزایش شعاع کاهش می یابد.
$Q_v$	گرمای گرفته شده ناشی از تبخیر سوخت گازی	
<b>۱۰- علائم یونانی</b>		
$\gamma$	پارامتر بی بعد	
$\varepsilon$	پارامتر انبساط	
$\xi$	پارامتر بی بعد	
$\theta$	دمای بدون بعد	
$\omega$	پارامتر بی بعد	
$\rho$	چگالی مخلوط واکنش	
$\rho_S$	چگالی ذرات سوخت	
$U$	ضریب استوکیومتری	
$\phi_u$	نرخ تعادلی سوخت موجود در ذرات اطراف مسیر واکنش	
$\phi_g$	نرخ تعادلی موثر فاز گازی در ناحیه واکنش	
$D$	هدایت حرارتی	
<b>۹- فهرست علائم و اختصارات</b>		
$q$	متغیر مستقل	
$v$	سرعت	
$R$	ثابت گازها	
$r$	شعاع ذرات سوخت	
$T$	درجه حرارت	
	سرعت سوزش بدون در نظر گرفتن حرارت ناشی از ترم تبخیر در ذرات سوخت	
$U_u$	سرعت سوزش با در نظر گرفتن حرارت ناشی از ترم تبخیر در ذرات سوخت	
$U_v$	سرعت سوزش	
$W_F$	وزن مولکولی سوخت گازی	
$w_v$	نرخ تبخیر شدن ذرات سوخت	
$w_F$	نرخ واکنش ذرات سوخت گازی	
$Y$	کسر جرمی	
$Y_{FC}$	متغیر تعریف شده در معادله (۷)	
$Y_{Fu}$	سوخت گازی موجود در ذرات سوخت	
$y_F$	کسر جرمی سوخت	
$y_S$	کسر جرمی ذره	
$Z_e$	عدد Zeldovich	
$A$	پارامتر نرخ تبخیر شدگی ذرات سوخت	
$C$	ظرفیت حرارتی مخلوط	
$M$	جرم مولکولی	
<b>۱۱- مراجع</b>		
[1]	R. K. Eckhoff, "Dust explosion in the process industries", (2nd ed.), Oxford: Butterworth Heinemann, 1997.	
[2]	W. E. Mason, M. J. G. Wilson, "Laminar flames of lycopodium dust in air. Combustion and Flames", No. 11, pp. 195-200, 1967.	
[3]	N. D. Joshi, A. L. Berlad, "Gravitational effects on stabilized, premixed, lycopodium-air flames", Combustion Science and Technology, No. 47, pp. 55-68, 1985.	
[4]	CH. Proust, B. Veysiere, "Fundamental properties of flames propagating in starch dust-air mixtures", Combustion Science and Technology, No. 62, pp. 149-172, 1988.	
[5]	B. Veysiere, "Development and propagation regimes of dust explosions", Powder Technology, No. 71, pp. 171-180, 1992.	
[6]	O.-S. Han, M. Yashima, T. Matsuda, H. Matsui, A. Miyake and T. Ogawa, "Behavior of flame propagating through lycopodium dust clouds in a vertical duct", J. Loss Prev. Process Ind., No. 13 (6), pp. 449-457, 2000.	



- [9] N. Peters, F. A Williams, *Combust. Flame* 68:185-207 1987.
- [7] K. Seshadri, A. L. Berlad and A. Tangirala, "The Structure of Premixed Particle-Cloud Flames", *Journal of Combustion and Flame*.
- [8] F. A Williams, *Combustion Theory*, 2<sup>nd</sup> ed., Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1985.