

# مدل ریاضی جدید برای ساختار شعله پیش مخلوط ابر ذرات ارگانیک

مهدی بیدآبادی<sup>۱\*</sup>؛ علی حقیری<sup>۲</sup>

## چکیده

مدل ریاضی جدید در برگیرنده انتشار شعله از میان پیش مخلوط ذرات سوخت فرار با توزیع یکنواخت و هوا می‌باشد. در مقاله حاضر، ساختار شعله به چهار ناحیه تقسیم می‌گردد که شامل یک ناحیه پیش گرم، یک ناحیه عریض تبخیر ذرات، یک ناحیه نازک حدی واکنش و در آخر، ناحیه پس از واکنش می‌باشد. در این مطالعه از ذرات سوخت لایکئودیوم استفاده می‌گردد و فرض بر این است که در ابتدا ذرات تبخیر شده و به فرم سوخت گازی شکل در می‌آیند و در پایان اکسید می‌شوند. گفتنی است که عدد دامکوهلر ( $Da < 1$ )، نسبت نرخ واکنش شیمیایی به نرخ تبخیر ذرات ریز، و عدد زلدویچ ( $Ze \gg 1$ )، فرم بی بعد انرژی فعال سازی مخلوط واکنشگر، به عنوان پارامترهای اساسی در نظر گرفته می‌شوند. با فرض عدد لوییس واحد و چشم پوشی از گرمای نهان تبخیر، برای نسبت های اکسیژن و آلان و قطر متفاوت ذرات تحلیل موجود نتایج را برای کسر جرمی ذرات ریز جامد، کسر جرمی سوخت در فاز گازی حاصل از تبخیر ذرات فرار و توزیع دمای بی بعد شده ارائه می‌کند که این پیش بینی ها با دیدگاه تجربی احتراق ذرات ریز فرار موافقت دارد.

**کلمات کلیدی:** مدل ریاضی، ساختار شعله، ابر ذرات ارگانیک، عدد دامکوهلر

## *A New Mathematical Model for Cloud Flame Structure with Premixed Organic Particles*

M. Bidabadi ; A. Haghiri

### ABSTRACT

A new mathematical model is introduced to predict structure of premixed flame propagating in combustible systems, with uniformly distributed volatile fuel particles and air. In the present paper the flame structure is divided into four zones that consists of a preheat zone, an extensive particles vaporization zone, an asymptotically thin reaction zone, and finally a post flame zone. It is presumed that the fuel particles vaporize first to yield a gaseous fuel, which is subsequently oxidized. The study involves the Damkohler number ( $Da < 1.0$ ), the ratio of chemical reaction rate to vaporization rate, and the Zeldovich number ( $1.0 \ll Ze$ ), the nondimensional form of activation energy, as essential parameters. Finally, with considering unity Lewis number and neglecting the latent heat of vaporization, for several equivalence ratios and several diameters of particles the analysis yields results for the mass fraction of the fine-solid particles, mass fraction of the fuel in the gaseous phase and nondimensional temperature. This prediction is in agreement with experimental observations of fine particles combustion.

**KEYWORDS:** Mathematical mode; Flame structure; Organic particles-cloud; Damkohler number

تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۸۶/۱۲/۱۴

تاریخ اصلاحات مقاله: ۱۳۸۸/۷/۱

<sup>۱\*</sup> نویسنده مسئول و دانشیار دانشکده مهندسی مکانیک، آزمایشگاه تحقیقاتی احتراق، دانشگاه علم و صنعت ایران:

Email: Bidabadi@iust.ac.ir

<sup>۲</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد تبدیل انرژی، دانشگاه علم و صنعت ایران: Email: ali\_haghiri@mecheng.iust.ac.ir

ذرات جامد به جرم کل مخلوط می‌باشد.

$\Phi_f$  - که برابر نسبت جرمی کل سوخت (فاز جامد و فاز

گازی حاصل از تبخیر ذرات) به جرم کلی مخلوط می‌باشد.

از آنجاکه ذرات ریز با نرخ تبخیر کوچکی توصیف می‌شود مقداری از سوخت پس از احتراق باقی می‌ماند که این استدلال ساده علت این امر را بیان می‌کند که چرا حد بالایی اشتعال پذیری در مقایسه با شعله های پیش مخلوط گازی شکل معادل در مکانی دورتر قرار می‌گیرد. این خصوصیت احتراق ذرات دلیل مهمی برای تحقیقات در زمینه ایمنی معادن زغال سنگ و دیگر صنایع مرتبط با ذرات ریز می‌باشد.

در احتراق ذرات اگر نرخ تبخیر پایین تر از نرخ واکنش باشد احتراق با روند کند تری محدود می‌شود که عامل کنترل کننده آن نرخ تبخیر ذرات می‌باشد. فرایند احتراق در سیستم های شامل ذرات، یک فرایند تبخیری نفوذی است نه یک فرایند واکنشی نفوذی. توجه ویژه در این مقاله شامل یک نمونه با عدد لوییس واحد ( $Le = 1$ ) و صرف نظر کردن از گرمای نهان تبخیر می‌باشد، که در حقیقت گرمای نهان ( $L_v$ ) نقش یک محدود کننده را بازی می‌کند زیرا چند درصد از گرمای واکنش را می‌گیرد.

$$Le = \frac{\lambda}{\rho C D_m} \quad (1)$$

$\lambda$  ضریب هدایت مخلوط،  $D_m$  ضریب نفوذ جزء معین گازی و  $\rho$  چگالی مخلوط می‌باشد.

در این مقاله از اثرات سورت و دافور<sup>۲</sup> چشم پوشی شده است. این اثرات بیان می‌کنند که اگر گرادیان دما موجب سرعت های نفوذ حرارتی<sup>۳</sup> شود، در نتیجه گرادیان غلظت هم باید یک شار حرارتی را فراهم کند. این فرایند انتقال عرضی دو سویه به عنوان اثرات سورت و دافور شناخته می‌شود که یک توزیع شار حرارتی اضافی را بر سیستم تحمیل می‌کند. در اغلب نمونه ها این اثرات خیلی کوچک می‌باشند که اغلب در نظر گرفته نمی‌شوند، حتی در مواقعی که نفوذ حرارتی چشم پوشی نمی‌شود [۷].

در این آنالیز فرض شده است که ذرات سوخت تبخیر می‌شوند و به فرم یک ترکیب گازی شناخته شده در می‌آیند و سپس اکسید می‌شوند. از واکنش های سطحی و اثر تشعشع نیز صرف نظر می‌شود.

در این مطالعه عدد دامکوهرل<sup>۴</sup>، نرخ واکنش شیمیایی به نرخ تبخیر ذرات، و عدد زلدویچ<sup>۵</sup>، فرم بی بعد انرژی فعال سازی مخلوط، به عنوان پارامترهای اساسی در نظر گرفته می‌شوند. عدد زلدویچ برابر است با [۷]:

مطالعه بر روی احتراق ابرذرات از نظر مفهومی و کاربردی بسیار مهم می‌باشد. از این منظر که با تحلیل ساختار ابر ذرات می‌توان ایمنی دستگاه های مکش پنوماتیک انتقال خاک ابر، خرده چوب، سایر ذرات احتراق پذیر و صنایعی چون نساجی، پوشاک، خوراک دام و عملیات شیمیایی و پلاستیک سازی را در برابر آتش های درون سوز مخازن و یا انفجار ذرات بر اثر ایجاد جرقه محافظت نمود [۲].

تئوری انتشار شعله ابر ذرات در پراکنندگی یکنواخت و بدون اثر جاذبه در دهه های اخیر مورد توجه قرار گرفته است [۱]، [۶]. پراکنندگی یکنواخت ذرات به صورت کلی در این مدل فرض می‌شود. تجربیات آزمایشگاهی روی چنین سیستم هایی به دلیل رسوب ذرات در میدان گرانشی زمین مشکل می‌باشد. فرض می‌شود که مخلوط ذرات ریز جامد و هوا در شرایط فشار استاندارد است و فاصله بین ذرات از طول نفوذی واکنشی که همان ضخامت شعله دور هر ذره می‌باشد، کوچکتر می‌باشد. با فرض اخیر از ناپیوستگی در احتراق ذرات چشم پوشی شده است.

این مقاله شامل ذرات ریز لایکپودیوم<sup>۱</sup> به عنوان سوخت می‌باشد. این ذرات از جنس مواد ارگانیک می‌باشند که در اثر حرارت دیدن، گاز های قابل اشتعال از خود خارج می‌کنند [۳]. پودر لایکپودیوم از هاگ های پر خَر گیاه کلاب ماس<sup>۲</sup> (گیاه کبریت) تولید می‌شود. این ماده در گذشته، در اوایل دوره عکاسی و فتوگرافی به عنوان ماده انفجاری بی خطر به عنوان فلش مورد استفاده قرار می‌گرفته است. لایکپودیوم در حالت ساکن و به صورت تپه ای به خوبی مشتعل نمی‌شود و نیازمند سطح تماس بالا با اکسید کننده دارد. بنابراین برای داشتن یک شعله مناسب، بهتر است این ذرات از طریق یک افشانه در مقابل شعله پاشیده شوند و یا در یک محفظه با ایجاد جریان پایای هوا، ابری از ذرات لایکپودیوم را در هوا ایجاد کرده و سپس با ایجاد یک جرقه، احتراق در کل محفظه ممکن خواهد شد. رفتار کلی انتشار شعله تحت تاثیر عواملی نظیر سازوکارهای انتقال مولکولی و تشعشعی، اختلاف دما بین گاز و ذرات، غیرآدیباتیک بودن احتراق ذرات ریز و سینتیک اکسیداسیون می‌باشد [۵]. چندی است که احتراق ذرات بسیار ریز، تبدیل به یک روش جایگزین برای کاهش انتشار  $NO_x$  شده است [۸].

در احتراق ذرات ریز فرار، احتیاج به دو نسبت اکی والانی می‌باشد:

$\Phi_s$  - بار ذره ای مخلوط که برابر نسبت جرم سوخت

$$Ze = \frac{E(T_b - T_u)}{RT_b^2} \quad (2)$$

E انرژی اکتیواسیون، R ثابت جهانی گازها،  $T_u$  و  $T_b$  به ترتیب دمای آدیاباتیک شعله و دمای مخلوط سوخته نشده می باشد. گفتنی است که نوآوری تحقیق حاضر نسبت به مدل قبلی ارائه شده در مرجع [۵] برای احتراق ابر ذرات را از چند منظر می توان مورد بررسی قرار داد. اول آن که در کار تحلیلی قبل [۵] ساختار شعله به سه ناحیه تقسیم شده بود که در مقاله حاضر ساختار شعله به چهار ناحیه پیوسته تقسیم گردیده است که اضافه کردن این ناحیه جدید این امکان را فراهم می آورد که بتوان موادی که با سرعت تبخیر نمی شوند و بین فرایند پیش گرمایش و فرایند تبخیر تاخیر زمانی وجود دارد را نیز مورد تحلیل قرار داد؛ امکان این نوع تحلیل در مرجع [۵] فراهم نمی باشد. ویژگی دوم علاوه بر تفاوت اصلی یادشده را می توان به ارائه نرخ جدید تبخیر برای ذرات ریز ارگانیک اشاره کرد که از این رو متغیرهای ساختار شعله نظیر کسر جرمی ذرات ریز جامد، کسر جرمی سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات، و دمای مخلوط به عدد بی بعد دامکوهلر مربوط شده است که امکان توسعه این مدل بمنظور تحلیل ناپایدارهای احتراق ذرات را فراهم می کند. در آخر توجه به این نکته لازم است که در مدل حاضر برای کسر جرمی فاز گازی حاصل از تبخیر ذرات فرمول صریحی ارائه شده است که در کار تحلیلی قبلی [۵] چنین فرمولی موجود نمی باشد.

## ۲- مدل سازی ذرات ریز برای سیستم های

### احتراقی شامل آنها

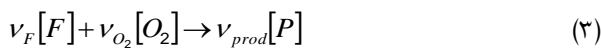
فرض اصلی که منجر به مدل سازی ساده ای در محدوده ذرات ریز شده است، این است که عدد دامکوهلر خیلی کوچکتر از مرتبه یک باشد، یعنی نرخ تبخیر به مراتب بزرگتر از نرخ واکنش شیمیایی است زیرا در غیر این صورت واکنش به علت عامل کنترل کننده واکنش، یعنی نرخ تبخیر، محدود می شود. فرض مهم دیگر این است که شاخص<sup>۷</sup> احتراق ذرات ریز جامد بطور کامل مجزا می باشد، از جنبه ای که یک شاخص حد واسطی بین فاصله داخلی ذرات و طول نفوذی واکنشی که همان ضخامت شعله دور هر ذره می باشد وجود دارد. دو نتیجه کلاسیک که از فرضیات اخیر حاصل می شود عبارتند از:

۱- آن شاخص حد واسط اجازه می دهد که همه کمیت ها روی تعداد زیاد ذرات میانگین گیری شوند، بدون آنکه ساختار پیشانی شعله محترق دستخوش تغییر قرار گیرد.

بنابراین سیستم احتراق پذیر شامل سه جزء می شود: هوا، سوخت گازی ناشی از تبخیر ذرات ریز جامد فرار، و سوخت جامد که همان ذرات ریز می باشند.

۲- زمانی که برای ایجاد یک محیط همگن شامل ذرات احتیاج است، خیلی کوتاه تر از زمان واکنش شیمیایی می باشد، پس یک مدل شیمیایی استاندارد کلی را می توان استفاده کرد.

گرمای ویژه، ضریب هدایت حرارتی و وزن مولکولی مخلوط ثابت فرض می شود. برای ساده سازی فرض می شود که دمای ذرات نزدیک به دمای گاز است و سینتیک شیمیایی به یک واکنش گرماده کلی تک مرحله ای کاهیده می شود که با قانون آرهینوس<sup>۸</sup> بیان می گردد.



که  $v_F$ ،  $v_{O_2}$  و  $v_{prod}$  به ترتیب ضرایب استوکیومتری سوخت، اکساینده و محصولات می باشد. همچنین  $[F]$ ،  $[O_2]$  و  $[P]$  به ترتیب معرف اجزای سوخت، اکساینده و محصولات است.

برای احتراق اسپری سوخت مایع، در مرجع [۷] نشان داده شده است که اگر نسبت اکی والانی کل، در مخلوط اولیه بزرگتر از ۰٫۷ باشد، آنگاه فاصله نفوذ شعله اطراف هر قطره بزرگتر از فاصله بین قطرات می باشد که با این فرض پیوستگی احتراق برقرار می شود. آنالیز در مرجع [۷] نشان می دهد نتیجه به دست آمده برای احتراق اسپری، تا حد قابل قبولی برای احتراق ذرات ریز ارگانیک قابل استفاده است. بنابراین مورد انتظار است که تحلیل توسعه یافته در این مقاله فقط برای  $0.7 < \Phi$  معتبر باشد. در نمونه مورد بحث حاضر، ذرات ریز جامد قبل از ورود به ناحیه واکنش به صورت کامل تبخیر نمی شوند.

بر طبق فرضیات قبل، معادلات بقا عبارتند از:

۱- معادله بقای جرم ذرات سوخت جامد:

$$\rho \frac{\partial Y_s}{\partial t} + \rho U \cdot \nabla Y_s = -\rho \dot{\omega}_{vap} \quad (4)$$

که  $Y_s$  کسر جرمی ذرات ریز جامد،  $U$  سرعت سوزش مخلوط و  $\rho$  چگالی مخلوط می باشد. همچنین  $\nabla = \partial / \partial x$  که  $x$  از جنس فاصله و برابر طول ساختار سیستم احتراق ذرات است.  $\dot{\omega}_{vap}$  نرخ تبخیر ذرات ریز، به صورت رابطه (۵) بیان می شود [۴]:

$$\dot{\omega}_{vap} = \frac{Y_s}{\tau_{vap}} H(T - T_v) \quad (5)$$

H تابع پله و  $\tau_{vap}$  زمان ثابت مشخصه تبخیر ذرات،  $T_v$  و  $T$  به ترتیب دمای مخلوط و دمای آغاز تبخیر ذرات می باشد.

۲- معادله بقای جرم سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات

## ۳- بی بعد سازی معادلات حاکم

در ابتدا دمای بی بعد  $\theta(x, y, t)$  براساس رابطه (۱۲) تعریف می‌شود:

$$\theta = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad (12)$$

که اگر  $\theta = 0$  باشد دمای مخلوط برابر دمای مخلوط نسوخته، و اگر  $\theta = 1$ ، آنگاه دمای مخلوط برابر دمای آدیاباتیک شعله می‌باشد.

علاوه بر این ابعاد زمان و طول به ترتیب با  $(D_{th})_b / U^2$  و  $(D_{th})_b / U$  مشخص می‌شوند.

در پایان، معادله‌های بقای جرم و انرژی یعنی معادله‌های (۴)، (۶) و (۸) با اعمال فرضیات یادشده، بی بعد شده و به فرم روابط (۱۳) تا (۱۷) در می‌آیند:

$$\frac{\partial Y_s}{\partial t} + U \cdot \nabla Y_s = -\dot{\omega}_{vap} \quad (13)$$

$$\frac{\partial Y_g}{\partial t} + U \cdot \nabla Y_g = \Delta Y_g + \dot{\omega}_{vap} - \dot{\omega}_{chem} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \cdot \nabla \theta = \Delta \theta + \dot{\omega}_{chem} \quad (15)$$

$$\dot{\omega}_{chem} = \frac{Ze^2}{2} Y_g \exp[-Ze(1-\theta)] \quad (16)$$

$$\dot{\omega}_{vap} = \frac{Y_s}{Da} H(\theta - \theta_v) \quad (17)$$

عدد دامکولر برابر است با [۴]:

$$Da = \frac{\dot{\omega}_{chem}}{\dot{\omega}_{vap}} = \frac{\tau_{vap}}{\tau_{chem}} \approx \left( \frac{L_s}{L_{RD}} \right)^2 \quad (18)$$

که  $L_{RD}$  و  $\tau_{chem}$  به ترتیب برابر است با زمان مشخصه واکنش شیمیایی و طول استاندارد نفوذ واکنش شیمیایی که همان ضخامت شعله اطراف هر ذره می‌باشد.

برای کار تحلیلی حاضر، معادله (۱۶) یک ساده سازی اضافی را در بر می‌گیرد. ترم  $Ze(1-\theta)$  بر عبارت  $[1 - (1-\theta)(T_b - T_u)/T_b]$  تقسیم می‌گردد که این عبارت اخیر در ناحیه واکنش مقدار واحد را می‌پذیرد.

در معادله (۱۷)،  $\theta_v$  بر اساس رابطه (۱۹) وارد می‌شود:

$$\rho \frac{\partial Y_g}{\partial t} + \rho U \cdot \nabla Y_g = \rho D_m \Delta Y_g + \rho \dot{\omega}_{vap} - \rho \dot{\omega}_{chem} \quad (6)$$

$Y_g$  کسر جرمی سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات ریز، و  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2$  می‌باشد.  $\dot{\omega}_{chem}$  نرخ واکنش شیمیایی، مطابق رابطه (۷) است [۴]:

$$\dot{\omega}_{chem} = \rho Y_g B \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (7)$$

که  $B$  یک ضریب ثابت است.

۳- معادله بقای انرژی مخلوط:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho U \cdot \nabla (cT) = \lambda \Delta T + Q \rho \dot{\omega}_{chem} - L_v \rho \dot{\omega}_{vap} \quad (8)$$

$L_v$  گرمای نهان تبخیر ذرات و  $Q$  گرمای واکنش می‌باشد.  $\lambda$  ضریب هدایت مخلوط و  $D_m$  ضریب نفوذ جزء محدودۀ گازی، به ترتیب با  $T$  و  $T^2$  متناسب اند.  $C$  ظرفیت حرارتی، که در معادله (۸) ظاهر شده است از ترکیب ظرفیت حرارتی گاز ( $C_p$ ) و ظرفیت حرارتی ذره ریز جامد ( $C_s$ ) به صورت رابطه (۹) بدست می‌آید [۵]:

$$C = C_p + \frac{4\pi r^3 C_s \rho_s n_s}{3\rho} \quad (9)$$

که  $\rho_s$  و  $\rho$  به ترتیب برابرچگالی مخلوط و چگالی ذرات سوخت می‌باشد. همچنین  $r$  شعاع ذره جامد و  $n_s$  تعداد ذرات بر واحد حجم در نظر گرفته می‌شود.

فرض عمومی در معادله (۲) این مقاله بر این است که  $Ze \gg 1$  باشد. همچنین در معادله یادشده، دمای آدیاباتیک شعله به صورت رابطه (۱۰) محاسبه می‌شود:

$$T_b = T_u + \frac{Q}{C} (Y_g)_u + \frac{Q - L_v}{C} (Y_s)_u \quad (10)$$

زیر نویس  $u$  یعنی آن کمیت، به مخلوط سوخته نشده تعلق دارد. در معادله (۵)، مرتبه بزرگی  $\tau_{vap}$  یعنی زمان ثابت مشخصه تبخیر ذرات را می‌توان با مقیاس  $L_s^2 / D_{th}$  نشان داد، که  $L_s$  برابر فاصله بین ذرات و  $D_{th}$  ضریب نفوذ حرارتی می‌باشد.

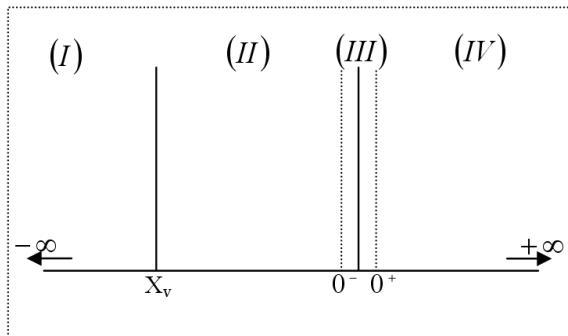
$$D_{th} = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (11)$$

دو فرض ۱ و ۲ در معادلات حاکم در نظر گرفته می‌شوند که عبارتند از:

۱- عدد لوییس، واحد فرض می‌شود، در نتیجه:

$$Le = 1 \Rightarrow D_{th} = D_m = const$$

ناحیه IV:  $\{0 \leq x \leq \infty\}$ ، ناحیه پس از واکنش، که گازهای سوخته شده در حال تعادل می‌باشند. همچنین در این ناحیه، دمای مخلوط با دمای آدیاباتیک شعله یکی می‌باشد. شکل (۱) نواحی در نظر گرفته شده برای ساختار شعله ابر ذرات ریز ارگانیک را نشان می‌دهد:



شکل (۱): نواحی چهارگانه ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک

در مرز های این نواحی، شرایط مرزی و شرایط سازگاری<sup>۹</sup> در نظر گرفته می‌شوند. شرایط پرش<sup>۱۰</sup> سطح مشترک نواحی، روی یک کمیت به صورت  $[f]$ ، در نظر گرفته می‌شود که  $f$  یک متغیر سیستم می‌باشد. به عنوان مثال  $[f] = 0$  این معنی را می‌رساند که متغیر  $f$  در مرز نواحی در نظر گرفته شده پیوسته می‌باشد.

در ادامه روند حل ساختار شعله، شرایط مرزی و شرایط سازگاری برای مرز نواحی چهارگانه یاد شده به ترتیب عبارتند از:

۱- برای مرز چپ ناحیه I شرایط مرزی موجود برابر است با:

$$I^- : x \rightarrow -\infty \begin{cases} Y_s = 1 \\ Y_g = 0 \\ \theta = 0 \end{cases} \quad (20)$$

۲- در مرز بین نواحی I و II شرایط مرزی و سازگاری عبارت است از:

$$I - II : @ x = x_v \Rightarrow \theta = \theta_v$$

$$[Y_s] = [Y_g] = \left[ \frac{dY_g}{dx} \right] = \left[ \frac{d\theta}{dx} \right] = 0 \quad (21)$$

در این سطح مشترک همه کمیت ها پیوسته هستند به غیر از اولین مشتق  $Y_s$ .

۳- در مرز نواحی II و III شرایط مرزی و سازگاری بر پایه رابطه (۲۲) برقرار است:

$$\theta_v = \frac{T_v - T_u}{T_b - T_u} \quad (19)$$

که  $\theta_v$  دمای بی بعدی است که در آن دما تبخیر ذرات ریز جامد شروع می‌شود. در گازهای مملو از ذرات،  $\theta_v$  بزرگتر از مرتبه ۰٫۱ می‌باشد، در حالی که برای شعله های اسپری استاندارد از مرتبه ۰٫۱ است [۴].

مرتبه بزرگی عدد دامکولر تابع شدیدی از اندازه ذرات می‌باشد. در معادله (۱۸) معیار دامکولر نزدیک به صورت مربع نسبت فاصله بین ذرات به ضخامت شعله اطراف هر ذره توصیف می‌شود. مهمترین محدودیت این مدل ذرات بسیار ریز یا  $Da < 1$  می‌باشد که فرض اخیر بر این امر دلالت می‌کند که ذرات زودتر در نواحی پیش گرم و تبخیری، تبخیر می‌شوند در حالی که هنوز انبساط گاز یعنی مرحله واکنش شیمیایی ضعیف می‌باشد.

## ۴- حل پایدار معادلات بی بعد حاکم بر سیستم

### احتراق ذرات

در ادامه حل پایدار معادلات بی بعد بقای سیستم، یعنی معادلات (۱۳)، (۱۴) و (۱۵) ارائه می‌شود:

در حالت  $\dot{w}_{chem} \rightarrow \infty$  در تمام نواحی در نظر گرفته شده برای ساختار شعله ابر ذرات ریز ارگانیک مقدار بسیار کوچکی است که قابل چشم پوشی می‌باشد، مگر در یک ناحیه حدی کوچک در مجاورت  $x = 0$  که در آن ناحیه  $\theta = 1$  می‌باشد.

بنابراین برای آنالیز تحلیلی ساختار شعله ابر ذرات ریز ارگانیک، چهار ناحیه پیوسته در نظر گرفته می‌شود که به ترتیب زیر عبارتند از:

ناحیه I:  $\{-\infty < x \leq x_v\}$ ، که نقطه آغاز تبخیر، در دمای بی بعد  $\theta_v$  می‌باشد،  $\theta(x = x_v) = \theta_v$ .

ناحیه II:  $\{x_v \leq x \leq 0\}$ ، ناحیه مجزایی که فرض بر این است که تبخیر ذرات ریز ارگانیک، در حال انجام است.

ناحیه III:  $\{0 \leq x \leq 0^+\}$ ، ناحیه حدی نازکی، که احتراق صورت می‌گیرد. ترم های تبخیر و جابجایی در مقایسه با ترم های واکنش و نفوذ کوچک فرض می‌شوند. سرعت سوزش از آنالیز کردن ساختار این ناحیه بدست می‌آید، با توجه به این که سرعت سوزش یک پارامتر ذاتی هر مخلوط اشتعال پذیر است و برای هر مخلوط معین مقداری ثابت است، آن را می‌توان از روش های تجربی مثل عکس برداری از ذرات معلق با استفاده از دوربین های سرعت بالا بدست آورد.

$$Y_s = \exp\left\{-\frac{(x-x_v)}{Da}\right\} \quad (30)$$

که  $Y_s$ ، در حد چپ ناحیه واکنش یعنی  $x=0$ ، صفر نمی‌باشد. علاوه بر این کسر جرمی سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات در این ناحیه، به صورت رابطه (۳۱) بدست می‌آید:

$$Y_g = 1 + \exp\{U \cdot x\} \left[ -1 + \frac{\exp\left\{\frac{x_v}{Da}\right\}}{1 + \frac{1}{Da}} - \frac{\exp\left\{-\frac{x-x_v}{Da}\right\}}{1 + \frac{1}{Da \cdot U}} \right] \quad (31)$$

با مشتق‌گیری از معادله (۳۱)، فاصله ای که در آن فاصله ماکزیم مقدار  $Y_g$  موجود است، برابر با رابطه (۳۲) حاصل می‌شود:

$$x_{\max} = \left\{ x_v - Da \cdot \ln\left[1 + U \cdot Da \cdot (1 - \exp(x_v / Da))\right] \right\} \times \{1 + U \cdot Da\}^{-1} \quad (32)$$

که  $x_{\max} > x_v$  می‌باشد.

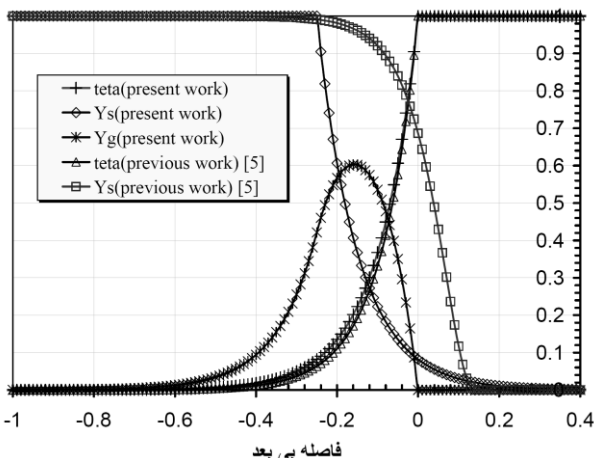
- در پایان، حل در ناحیه پس از واکنش (ناحیه IV یا  $x > 0$ ) که در برگیرنده گازهای سوخته شده حاصل از احتراق می‌باشد، بر اساس روابط (۳۳) تا (۳۵) مشخص می‌شود:

$$\theta = 1 \quad (33)$$

$$Y_s \cong 0 \quad (34)$$

$$Y_g = 0 \quad (35)$$

حال که کلیه متغیرهای ساختار شعله با حل معادلات بقای جرم و انرژی حاصل شده است، نتیجه حل تحلیلی جدید با تحلیل ارائه شده در مرجع [۵]، در شکل (۲) مقایسه می‌گردد.



شکل (۲): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da = 0.1; Ze = 6; \theta_v = 0.1; \Phi_t = 2.3; r_{ii} = 20 \mu m$$

$$II - III : @ x = 0 \Rightarrow Y_g = 0$$

$$[\theta] = [Y_g] = \left[ \frac{dY_g}{dx} \right] = \left[ \frac{d\theta}{dx} \right] = 0 \quad (22)$$

که در مرز این نواحی همه کمیت‌ها پیوسته هستند و فرض می‌شود که با ورود به ناحیه واکنش تمام فاز سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات ریز جامد به مصرف می‌رسد. مرز بین این نواحی ورود به ناحیه واکنش شیمیایی می‌باشد. ۴- انتگرال‌گیری از معادله‌های نفوذی واکنشی " در ناحیه III منجر به شرط سازگاری بر پایه رابطه (۲۳) می‌گردد:

$$\left[ \frac{d\theta}{dx} + \frac{dY_g}{dx} \right]_0^0 = 0 \quad (23)$$

و همچنین در این ناحیه شرط موجود در رابطه (۲۴) برقرار می‌باشد:

$$\left\{ \left( \frac{d\theta}{dx} \right)_0 \right\}^2 = 1 \quad (24)$$

بنابراین حل پایدار معادلات بی بعد حاکم بر ساختار شعله ابر ذرات، با انتگرال‌گیری ناحیه به ناحیه و اعمال شرایط مرزی و سازگاری بدست می‌آید که عبارت است از:

- انتگرال معادله (۱۵) می‌تواند سرتاسر ناحیه پیش گرم و ناحیه تبخیر انجام شود، یعنی در  $-\infty < x < 0$  بدست می‌آید:

$$\theta = \exp(x \cdot U) \quad (25)$$

بنابراین نقطه ای که تبخیر ذرات آغاز می‌شود، برابر است با:

$$x_v = \ln \theta_v \times \frac{1}{U} \quad (26)$$

- برای اجزای موجود در ناحیه I، یعنی  $-\infty < x < x_v$ ، از آنجاکه تبخیر ذرات در این ناحیه نزدیک به صفر می‌باشد،  $\theta < \theta_v$ ، در نتیجه از حل معادلات حاکم (۱۲) و (۱۴) روابط (۲۷) تا (۲۹) حاصل می‌شود:

$$Y_s = (Y_s)_u = 1 \quad (27)$$

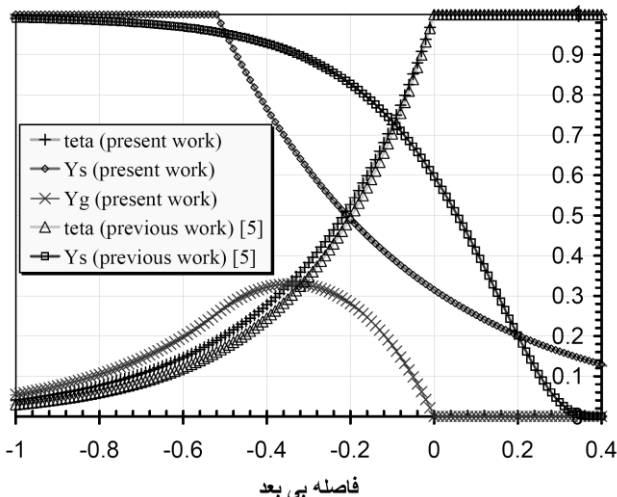
$$Y_g = (Y_g)_v \exp[U \cdot (x - x_v)] \quad (28)$$

$$(Y_g)_v = 1 - \left( 1 + \frac{1}{Da \cdot U} \right)^{-1} + \exp\{U \cdot x\} \left[ -1 + \left( 1 + \frac{1}{Da \cdot U} \right)^{-1} \exp\left\{ \frac{x_v}{Da} \right\} \right] \quad (29)$$

- برای اجزای موجود در ناحیه II،  $x < 0$ ، رابطه (۳۰) برای کسر جرمی ذرات ریز جامد بدست می‌آید:

همان طور که در شکل (۳) دیده می‌شود، ساختار شعله ابر ذرات برای شعاع ذره ۱۰۰ میکرومتر رسم شده است. چون در این شکل، نسبت به شکل (۲) ذرات بزرگتر فرض شده اند و ذرات بزرگتر نرخ تبخیر کوچکی را دارا هستند مقداری از ذرات جامد، پس از احتراق باقی می‌ماند که این خود موجب می‌شود که حد بالایی، برای اشتعال پذیری وجود نداشته باشد و باعث اهمیت سیستم های احتراق ذرات از نظر ایمنی شود.

همانطور که در شکل (۴) و شکل (۵) دیده می‌شود، ساختار شعله برای حالتی که نسبت اکی والانی کل برابر ۱,۳ می‌باشد، در دو حالت متفاوت از اندازه ذرات ریز یعنی ۲۰ و ۱۰۰ میکرومتر رسم شده است. علت متفاوت بودن عدد دامکوهلر هر ساختار نسبت به ساختار با نسبت اکی والانی ۲,۳ معادل، در این می‌باشد که به علت کمتر شدن غلظت اولیه، فاصله بین ذرات بیشتر شده، که طبق معادله (۱۸)، عدد دامکوهلر به این فاصله خیلی زیاد وابسته است.



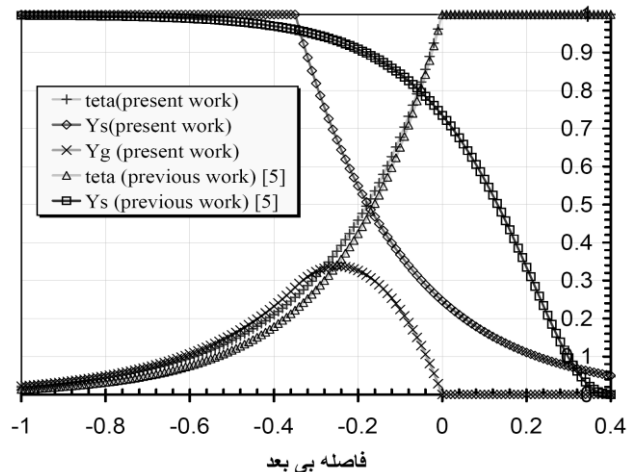
شکل (۵): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da = 0.45; Ze = 7; \theta_v = 0.19; \Phi_t = 1.3; r_u = 100 \mu m$$

## ۵- نتیجه

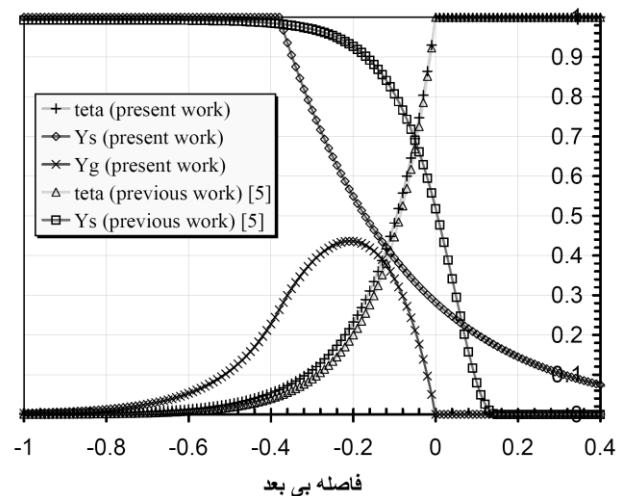
اگر ذرات بطور کامل فرار و بسیار ریز باشند ساختار شعله پایدار، از دو ناحیه بطور کامل مجزا تشکیل می‌شود، یک ناحیه تبخیری در کنار ناحیه پیش گرم که تولید کننده سوخت گازی شکل است و یک ناحیه پیشانی واکنش که سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات ریز فرار در آن مصرف می‌شود. مهمترین ویژگی مطالعه حاضر نسبت به آخرین کار که در مرجع [۵] آمده است را از چند منظر می‌توان مورد بررسی قرار داد. اول

از مقایسه کار حاضر با آخرین کار موجود یادآوری چند نکته لازم می‌باشد، اول اینکه تفاوت بین دمای مخلوط در هر دو روش باهم، چندان زیاد نمی‌باشد. مورد دوم، روند تغییرات کسر جرمی ذرات ریز جامد در هر دو مدل به صورت یکسان می‌باشد و نقطه شروع تبخیر بسیار به هم نزدیک می‌باشد اما از نظر مقدار کسر جرمی ذرات ریز جامد، بین مدل حاضر و مرجع [۵] تفاوت وجود دارد که علت این موضوع را می‌توان در بکار بردن نرخ جدیدی برای تبخیر ذرات در مدل حاضر و همچنین تقسیم ساختار شعله به چهار ناحیه بجای سه ناحیه مرجع [۵]، جستجو کرد. سوم اینکه در حل تحلیلی مرجع [۵] فرمول صریح و مجزایی برای کسر جرمی سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات ارائه نشده بود، که در روش جدید مورد مطالعه در این مقاله، چنین فرمولی ارائه شده و در شکل (۲) رسم گردیده است.



شکل (۳): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da = 0.25; Ze = 7; \theta_v = 0.25; \Phi_t = 2.3; r_u = 100 \mu m$$



شکل (۴): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da = 0.3; Ze = 6; \theta_v = 0.06; \Phi_t = 1.3; r_u = 20 \mu m$$

همچنین توجه به این نکته لازم است که در مدل حاضر برای کسر جرمی فاز گازی حاصل از تبخیر ذرات فرمول صریحی ارائه شده است که در کار تحلیلی قبلی [۵] چنین فرمولی موجود نمی‌باشد.

از مقایسه شکل (۲) با شکل (۴) و شکل (۳) با شکل (۵) این نتیجه حاصل می‌شود که در سیستم مورد نظر، در شعاع معین ذرات اگر نسبت اکی والانی کاهش یابد نقطه شروع تبخیر ذرات زودتر اتفاق می‌افتد، ولی ماکزیم مقدار کسر جرمی فاز گازی حاصل از تبخیر ذرات، کاهش می‌یابد. همچنین درمورد کسر جرمی ذرات ریز این نتیجه بدست می‌آید که با کاهش نسبت اکی والانی، کمیت یادشده در طول ساختار شعله با شیب کمتری کاهش می‌یابد.

آن که در کار تحلیلی قبل [۵] ساختار شعله به سه ناحیه تقسیم شده بود که در مقاله حاضر ساختار شعله به چهار ناحیه پیوسته تقسیم گردیده است که اضافه کردن این ناحیه جدید این امکان را فراهم می‌آورد که بتوان موادی که بسرعت تبخیر نمی‌شوند و بین فرایند پیش گرمایش و فرایند تبخیر تاخیر زمانی وجود دارد را نیز مورد تحلیل قرار داد؛ امکان این نوع تحلیل در مرجع [۵] فراهم نمی‌باشد. ویژگی دوم علاوه بر تفاوت اصلی یادشده را می‌توان به ارائه نرخ جدید تبخیر برای ذرات ریز ارگانیک اشاره کرد که از این رو متغیرهای ساختار شعله نظیر کسر جرمی ذرات ریز جامد، کسر جرمی سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات، و دمای مخلوط به عدد بی بعد دامکوهرل مربوط شده است که امکان توسعه این مدل بمنظور تحلیل ناپایدارهای احتراق ذرات را فراهم می‌کند.

## ۶- مراجع

- [۵] Seshadri, K.; Berlab, A. L.; Tangirala, A.; "The Structure of Premixed Particle-Cloud Flames", *Combustion and Flame*, vol. 89, p.p. 333-342, 1992.
- [۶] Shoshin, Y. L.; Dreizin, E. L.; "Particle combustion rates for mechanically alloyed Al-Ti and aluminum powders burning in air", *Combustion and Flame*, vol. 145, p.p. 714-722, 2006.
- [۷] Williams, F. A.; *Combustion Theory*, 2<sup>nd</sup> Edition, Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1985.
- [۸] Zhao, Z.; Kim, H. O.; Yoon, S. S.; "Transient Group Combustion of the pulverized Coal Particles in Spherical Cloud", *FUEL*, vol. 86, p.p. 1102-1111, 2006.
- [۱] Berlad, A. L.; Ross, H.; Facca, L.; Tangirala, V.; "Particle Cloud Flames in Acoustic Fields", *Combustion and Flame*, vol. 82, p.p. 448-450, 1990.
- [۲] Eckhoff, R. K.; *Dust Explosion in the Process Industries*, 2<sup>nd</sup> Edition, Oxford: Butterworth, Heinemann, 1997.
- [۳] Han, O. S.; Yashima, M.; Matsuda, T.; "A Study of Flame Propagation Mechanisms in Lycopodium Dust clouds Based on Dust Particle's Behavior", *Journal of Loss Prevention in the process industries*, vol. 14, p.p. 153-160, 2001.
- [۴] Nicoli, C.; Haldenwang, P.; Suard, S.; "Analysis of Pulsating Spray Flames Propagating in Lean Two-Phase Mixtures with Unity Lewis Number", *Combustion and Flame*, vol. 143, p.p. 299-312, 2005.

## ۷- زیر نویس ها

- ۱ Lycopodium  
 ۲ Club mass  
 ۳ Soret and Dufour  
 ۴ thermal diffusion  
 ۵ Damkohler  
 ۶ Zeldovich  
 ۷ scale  
 ۸ Arrhenius  
 ۹ matching conditions  
 ۱۰ jump condition  
 ۱۱ reactive diffusive