

مدل ریاضی جدید برای ساختار شعله پیش مخلوط ابر ذرات ارگانیک

مهدی بید آبادیⁱ*؛ علی حقیریⁱⁱ

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 لایکوپدیوم استفاده می‌گردد و فرض بر این است که در ابتدای 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 لوویس واحد و چشم پوشی از گرمای نهان تبخیر، برای نسبت های اکی والان و قطر متفاوت ذرات تحلیل موجود نتایجی 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

ⁱ نویسنده مسئول و دانشیار دانشکده مهندسی مکانیک، آزمایشگاه تحقیقاتی احتراق، دانشگاه علم و صنعت ایران:

Email: Bidabadi@iust.ac.ir

ⁱⁱ دانشجوی کارشناسی ارشد تبدیل انرژی، دانشگاه علم و صنعت ایران: Email: ali_haghiri@mecheng.iust.ac.ir

ذرات جامد به جرم کل مخلوط می‌باشد.

Φ_1 - 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 درمقایسه با شعله‌های 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 سیستم‌های 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.

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

λ ضریب هدایت مخلوط، D_m ضریب نفوذ جزء معین گازی و ρ چگالی مخلوط می‌باشد.

در این مقاله از اثرات سورت و دافور^۲ چشم پوشی شده است. این اثرات بیان می‌کنند که اگر گرادیان دما موجب سرعت‌های نفوذ حرارتی^۳ 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 نمونه‌ها 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 واکنش‌های سطحی و اثر تشعشع نیز صرف نظر می‌شود.

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

۱- مقدمه

مطالعه بر روی احتراق ابرذرات از نظر مفهومی و کاربردی بسیار مهم می‌باشد. از این منظر که با تحلیل ساختار ابر ذرات می‌توان ایمنی دستگاه‌های 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 آتش‌های درون سوز مخازن و یا انفجار ذرات بر اثر ایجاد جرقه محافظت نمود [۲].

تئوری انتشار شعله ابر ذرات در پراکندگی یکنواخت و بدون اثر جاذبه در دهه‌های اخیر مورد توجه قرار گرفته است [۱]، [۶]. پراکندگی یکنواخت ذرات به صورت کلی در این مدل فرض می‌شود. تجربیات آزمایشگاهی روی چنین سیستم‌هایی 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 لایکوپدیوم^۱ به عنوان سوخت می‌باشد. این ذرات از جنس مواد ارگانیک می‌باشند که در اثر حرارت دیدن، گاز‌های قابل اشتعال از خود خارج می‌کنند [۳]. پودر لایکوپدیوم از هاگ‌های پر خزه گیاه کلاب ماس^۲ (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. لایکوپدیوم 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 پایایی هوا، ابری از ذرات لایکوپدیوم 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، غیرآدیاباتیک بودن احتراق ذرات ریز و سبیتیک اکسیداسیون می‌باشد [۵]. چندی است که احتراق ذرات بسیار ریز، تبدیل به یک روش جایگزین برای کاهش انتشار NO_x شده است [۸].

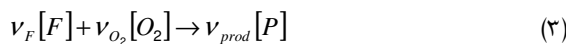
در احتراق ذرات ریز فرار، احتیاج به دو نسبت اکی والانی می‌باشد:

Φ_s - بار ذره ای مخلوط که برابر نسبت جرم سوخت

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

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

گرمای ویژه، ضریب هدایت حرارتی و وزن مولکولی مخلوط ثابت فرض می‌شود. برای ساده سازی فرض می‌شود که دمای ذرات نزدیک به دمای گاز است و سینتیک شیمیایی به یک واکنش گرماده کلی تک مرحله ای کاهش می‌شود که با قانون آرهینوس^۱ بیان می‌گردد.



که v_F ، v_{O_2} و v_{prod} به ترتیب ضرایب استوکیومتری سوخت، اکساینده و محصولات می‌باشد. 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 می‌باشد که با این فرض پیوستگی احتراق برقرار می‌شود. آنالیز در مرجع [۷] نشان می‌دهد 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 $\Phi_f < 0.7$ معتبر باشد. در نمونه مورد بحث حاضر، ذرات ریز جامد قبل از ورود به ناحیه واکنش به صورت کامل تبخیر نمی‌شوند.

بر طبق فرضیات قبل، معادلات بقا عبارتند از:

$$1 - \text{معادله بقای جرم ذرات سوخت جامد:}$$

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

که Y_s کسر جرمی ذرات ریز جامد، U سرعت سوزش مخلوط و ρ چگالی مخلوط می‌باشد. 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 می‌شود [۴]:

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

H تابع پله و τ_{vap} زمان ثابت مشخصه تبخیر ذرات، T_v و T به ترتیب دمای مخلوط و دمای آغاز تبخیر ذرات می‌باشد.

۲- معادله بقای جرم سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات

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

E انرژی اکتیواسیون، R ثابت جهانی گازها، T_b و T_u به ترتیب دمای آدیاباتیک شعله و دمای مخلوط سوخته نشده می‌باشد.

گفتنی است که نوآوری تحقیق حاضر نسبت به مدل قبلی ارائه شده در مرجع [۵] برای احتراق ابر ذرات را از چند منظر می‌توان 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 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 دامکوهلر مربوط شده است که امکان توسعه این مدل بمنظور تحلیل ناپایدارهای احتراق ذرات را فراهم می‌کند. 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 نمی‌باشد.

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 می‌شود. فرض مهم دیگر این است که شاخص^۲ احتراق ذرات ریز جامد بطور کامل مجزا می‌باشد، از جنبه ای که یک شاخص حد واسطی بین فاصله داخلی ذرات و طول نفوذی واکنشی که همان ضخامت شعله دور هر ذره می‌باشد وجود دارد.

دو نتیجه کلاسیک که از فرضیات اخیر حاصل می‌شود عبارتند از:

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

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 وانرژی یعنی معادله‌های (۴)، (۶) و (۸) با اعمال فرضیات یادشده، بی بعد شده و به فرم روابط (۱۲) 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 τ_{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)، θ_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. λ ضریب هدایت مخلوط و D_m ضریب نفوذ جزء محدودگازی، 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 ρ_s و ρ به ترتیب برابرچگالی مخلوط و چگالی ذرات سوخت می‌باشد. همچنین 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 λ یعنی آن کمیت، به مخلوط سوخته نشده تعلق دارد. در معادله (۵)، مرتبه بزرگی τ_{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.

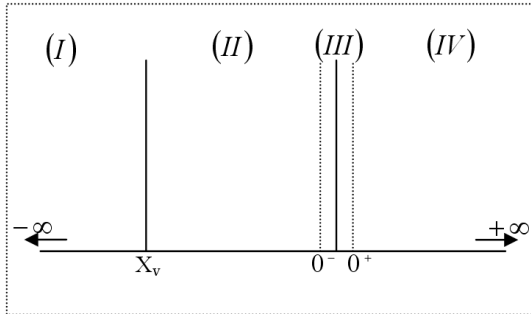
$$D_{th} = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (11)$$

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 مرزهای این نواحی، شرایط مرزی و شرایط سازگاری^۱ در نظر گرفته می‌شوند. شرایط پرش^۱ 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 یادشده 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 کمیت‌ها 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 θ_v دمای بی بعدی است که در آن دما تبخیر ذرات ریز جامد شروع می‌شود. در گازهای مملو از ذرات، θ_v بزرگتر از مرتبه ۰.۱ می‌باشد، در حالی که برای شعله‌های اسپری استاندارد از مرتبه ۰.۱ است [۴].

مرتبه بزرگی عدد دامکوهر تابع شدیدی از اندازه ذرات می‌باشد. در معادله (۱۸) معیار دامکوهر 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 $\lim Ze \rightarrow \infty$ ، 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 θ_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. ترم‌های تبخیر و جابجایی در مقایسه با ترم‌های 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 روش‌های تجربی مثل عکس برداری از ذرات معلق با استفاده از دوربین‌های 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 (31) 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 (31)، فاصله ای که در آن فاصله ماکزیم مقدار Y_g موجود است، برابر با رابطه (32) حاصل می‌شود:

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

که $x_{max} > x_v$ می‌باشد.

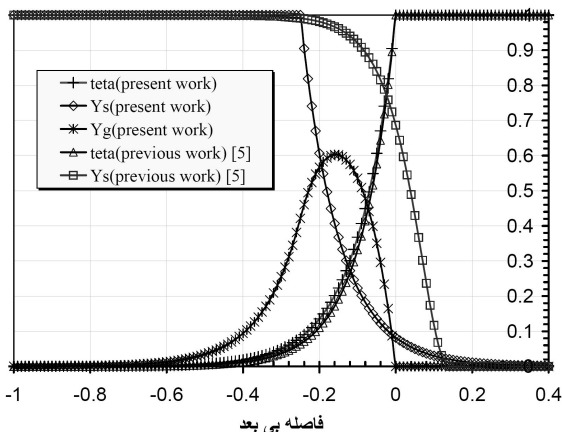
- در پایان، حل در ناحیه پس از واکنش (ناحیه IV یا $x > 0$) که در برگیرنده گازهای سوخته شده حاصل از احتراق می‌باشد، بر اساس روابط (33) تا (35) مشخص می‌شود:

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

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

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

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 [5]، در شکل (2) مقایسه می‌گردد.



شکل (2): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da = 01; Ze = 6; \theta_v = 01; \Phi_t = 23; r_u = 2Qum$$

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

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

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 معادله های نفوذی واکنشی " در ناحیه III منجر به شرط سازگاری بر پایه رابطه (23) 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 (24) 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 (15) 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 (13) و (14) روابط (27) تا (29) حاصل می‌شود:

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

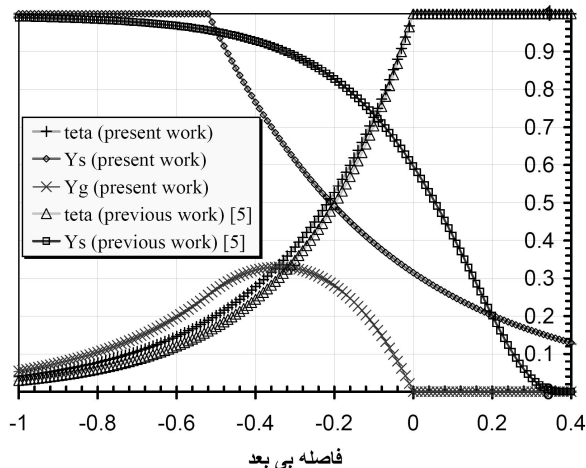
$$Y_g = (Y_g)_v \exp\{U \cdot (x - x_v)\} \quad (28)$$

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

- برای اجزای موجود در ناحیه II، $x_v < x < 0$ ، رابطه (30) 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 اکسی و آلانی 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 دامکولر هر ساختار نسبت به ساختار با نسبت اکسی و آلانی ۲،۳ معادل، در این می‌باشد که به علت کمتر شدن غلظت اولیه، فاصله بین ذرات بیشتر شده، که طبق معادله (۱۸)، عدد دامکولر به این فاصله خیلی زیاد وابسته است.



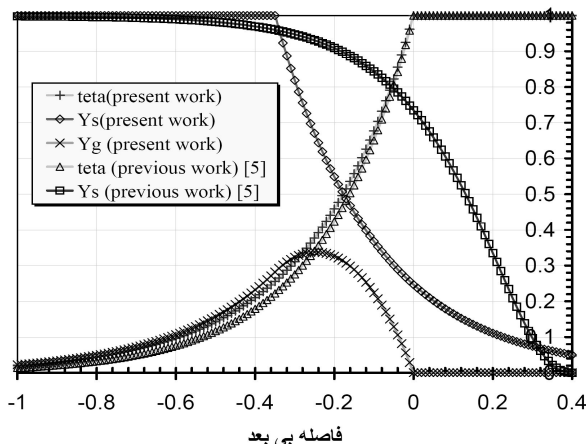
شکل (۵): ساختار شعله ابر ذرات ارگانیک در شرایط

$$Da=045; Ze=7; \theta_v=019; \Phi_t=1,3; r_u=10Qum$$

۵- نتیجه

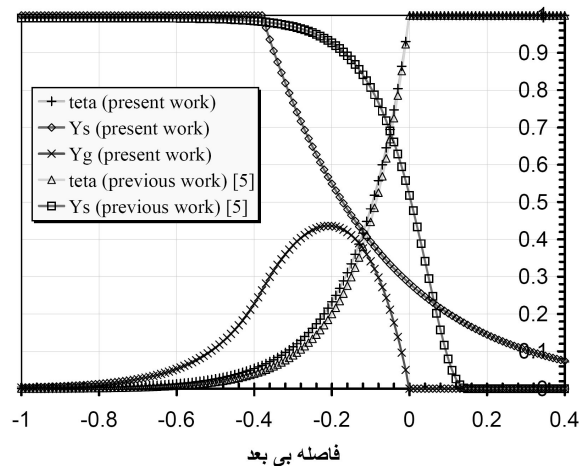
اگر ذرات بطور کامل فرار و بسیار ریز باشند ساختار شعله پایدار، از دو ناحیه بطور کامل مجزا تشکیل می‌شود، یک ناحیه تبخیری در کنار ناحیه پیش گرم که تولید کننده سوخت گازی شکل است و یک ناحیه پیشانی واکنش که سوخت گازی حاصل از تبخیر ذرات ریز فرار در آن مصرف می‌شود. مهمترین ویژگی مطالعه حاضر نسبت به آخرین کار 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

$$Da=025; Ze=7; \theta_v=025; \Phi_t=2,3; r_u=10Qum$$



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

$$Da=03; Ze=6; \theta_v=006; \Phi_t=1,3; r_u=2Qum$$

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 دامکولر مربوط شده است که امکان توسعه این مدل بمنظور تحلیل ناپایدهای احتراق ذرات را فراهم می‌کند.

۶- مراجع

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

۷- زیر نویس ها

- ¹ lycopodium
- ² Club mass
- ³ Soret and Dufour
- ⁴ thermal diffusion
- ⁵ Damkohler
- ⁶ Zeldovich
- ⁷ scale
- ⁸ Arrhenius
- ⁹ matching conditions
- ¹⁰ jump condition
- ¹¹ reactive diffusive