

## مدلسازی شبه یک‌بعدی جریان محترق دوفازی در یک سیستم خاص (لوله سلاح)

مجتبی بهروزی<sup>۱\*</sup>، رضا ابراهیمی<sup>۲</sup>

دانشگاه صنعتی مالک اشتر - خواجه نصیر

(<sup>\*</sup>مجتبی بهروزی: m\_behroozi\_2005@yahoo.com)

### چکیده

احتراق در یک لوله سلاح، یک احتراق غیر همگن دو فازی می‌باشد. بعد از آنکه آتشزنه محتویات درون لوله را شعله‌ور می‌کند، به سبب احتراق دانه‌های پیشرانه، فشار و دمای محصولات احتراقی بالا می‌رود. این فشار بالا باعث حرکت گلوله شده و در طی حرکت آن فرآیند احتراق پیشرانه و انبساط محصولات احتراقی به طور همزمان اتفاق می‌افتد. به منظور طراحی لوله‌های توپ و مشخصات پرتابی گلوله تاریخچه فشار و دما در ناحیه در حال احتراق لازم می‌باشد. در این مطالعه عددی جریان دو فازی و در حال احتراق پیشرانه‌های دانه‌ای مدلسازی شده و توزیع فشار در ناحیه محترق به صورت تابعی از زمان و یا فاصله گلوله از مبدا حرکتش، حاصل شده است. علاوه بر این مشخصات حرکت و شتابگیری گلوله نیز تعیین گردیده است.

**واژه‌های کلیدی:** جریان‌های دوفازی - بالستیک داخلی - پیشرانه‌های دانه‌ای - جریان محترق - مرز متحرک.

### ۱- مقدمه

بالستیک داخلی شامل بررسی حرکت گلوله از شروع عمل چاشنی تا خروج گلوله از دهانه لوله می‌باشد. این بررسی شامل تمام پارامترهای بالستیکی می‌گردد.

منظور از پارامترهای بالستیکی، سرعت، شتاب، دوران، فشار، زمان و هر پارامتر دیگری است که با پدیده حرکت گلوله در داخل لوله ارتباط دارد [۱]. اما در زمینه پیشینه مدلسازی دوفازی بالستیک داخلی، ابتدا پروفیسور کرایر<sup>۳</sup>، با روابط گاز دینامیکی صفر بعدی [۱]، سپس پروفیسور گاک<sup>۴</sup> پیشرانه‌های کیسه‌ای و روکش فلزی به صورت شبه یک‌بعدی [۲] و پس از آن با متوسط‌گیری حجمی [۳]، سرانجام مدلسازی تنش‌های دانه‌ای، و روابط تجربی به منظور محاسبه انتقال گرما و نیروی پسای بین‌فازی [۴و۵]، کو<sup>۵</sup> و سامر فیلد<sup>۶</sup> با مدل کردن دوفاز گاز و جامد به عنوان یک فاز مخلوط [۶] و حل معادلات اویلر به روش حجم محدود توسط دکتر رحیمیان در دانشگاه تهران [۷]، می‌توان اشاره کرد.

### ۲- معادلات حاکم بر جریان محترق دو فازی [۲]

در این تحقیق معادلات حاکم بر جریان دوفازی غیر همگن مطابق با فرمولاسیون حجم کنترل ماکروسکوپی استخراج می‌شود. در ابتدا متغیرهای میدان باید به صورت خواص پیوسته‌ای بر روی یک ناحیه بزرگ قابل توجه در مقابل مقیاس مخلوط غیر همگن، به شکل متوسط درآیند.

۱- دانشجوی دکتری، دانشگاه آزاد اسلامی شیراز

۲- دانشیار، دانشکده هوافضا- دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی

<sup>3</sup> Krier

<sup>4</sup> Gough

<sup>5</sup> Kou

<sup>6</sup> Summerfield

معادلات حاکم بر جریان دوفازی محترق شامل جرم و ممنتوم و انرژی برای دو فاز به صورت زیر است:

موازنه جرم فاز گاز با وجود گازهای آتشنز،

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \rho + \frac{\partial}{\partial x} \varepsilon \rho u = \Gamma_{ig} + \Gamma_p \quad (1)$$

که  $\rho$  و  $u$  به ترتیب، چگالی و سرعت گاز،  $\varepsilon$ ، تخلخل و بیانگر حجم گاز نسبت به حجم کل محفظه احتراق،  $\Gamma_{ig}$ ، شار جرمی آتشنز و  $\Gamma_p$ ، آهنگ تولید گاز در طول احتراق فاز جامد می‌باشد.

موازنه اندازه حرکت فاز گاز با وجود جریان گازهای آتشنز،

$$\varepsilon \rho \frac{Du}{Dt} + \varepsilon g_0 \frac{\partial u}{\partial x} = -f - \Gamma_{ig} u + \Gamma_p (u_p - u) \quad (2)$$

موازنه انرژی فاز گاز با وجود جریان گازهای آتشنز،

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho \frac{De}{Dt} + p \frac{D\varepsilon}{Dt} + \varepsilon p \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{f}{g_0} (u - u_p) - s_p q \\ &+ \Gamma_{ig} \left( e_{ig} - e + \frac{u^2}{2g_0} \right) \\ &+ \Gamma_p \left( e_p - e + \frac{p}{\rho_p} + \frac{(u - u_p)^2}{2g_0} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

موازنه جرم فاز جامد،

$$\frac{D}{Dt_p} (1 - \varepsilon) + (1 - \varepsilon) \frac{\partial u_p}{\partial x} = -\frac{\Gamma_p}{\rho_p} \quad (4)$$

موازنه اندازه حرکت فاز جامد،

$$\rho_p (1 - \varepsilon) \frac{Du_p}{Dt_p} + (1 - \varepsilon) g_0 \frac{\partial p}{\partial x} + g_0 \frac{\partial \sigma_p}{\partial x} = f \quad (5)$$

و قانون تنش دانه‌ای<sup>۱</sup> به صورت زیر،

$$a(\varepsilon) = \left( -\frac{g_0}{\rho_p} \frac{d\sigma_p}{d\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (6)$$

که اهمیت قانون تنش دانه‌ای به خاطر تعریف نیروهای انتقالی از یک گرین به گرین دیگر و همچنین تاثیر بر درجه هذلولوی<sup>۲</sup> بودن معادلات موازنه می‌باشد.

معادله حالت گاز مورد استفاده، معادله آبل-نوبل<sup>۳</sup> می‌باشد، که به صورت زیر است،

$$e = C_v T = \frac{p(1 - b\rho)}{(\gamma - 1)\rho} \quad (7)$$

<sup>1</sup> Granular stress

<sup>2</sup> Hyperbolicity

<sup>3</sup> Abel-Nobel Equation

که  $b$  ضریب حجم منطبق<sup>۱</sup>،  $\gamma$  نسبت گرماهای ویژه و  $C_v$  گرمای ویژه در حجم ثابت می‌باشد. از جمله روابط دیگر رابطه نیروی پسای بین‌فازی می‌باشد که رابطه مناسب برای محاسبه نیروی پسا در حالت یک بعدی به شکل زیر می‌باشد،

$$f = \frac{1-\varepsilon}{D_p} \rho |u - u_p| (u - u_p) C_{DB} \quad (8)$$

که در آن  $D_p$  قطر مؤثر ذرات است، و  $C_{DB}$ ، ضریبی از تخلخل بستر می‌باشد. انتقال گرمای بین فازی نیز در جریان دو فازی از اهمیت بالایی برخوردار است که از روابط زیر حاصل می‌شود، رابطه مورد استفاده در محاسبه عدد نوسلت<sup>۲</sup>، رابطه گلپیرین- اینشتاین<sup>۳</sup> می‌باشد [۴، ۵]، که برای هر دو رژیم بستر فشرده و بستر روان قابل استفاده است و در زیر آمده است،

$$Nu_p = 0.4 Pr^{1/3} Re_p^{2/3} \quad (9)$$

و برای محاسبه مقادیر عدد پراتل<sup>۴</sup>، رینولدز<sup>۵</sup> و ضریب انتقال گرما از روابط زیر استفاده می‌شود،

$$Pr = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5}$$

$$Re_p = \frac{\rho |u - u_p| D_p}{\mu_f} \quad (10)$$

$$h = \frac{Nu_p k_f}{D_p}$$

$$q = h(T - T_p)$$

که  $\mu_f$ ، لزجت گاز در دمای فیلم می‌باشد. فرض می‌شود که اشتعال زمانی اتفاق می‌افتد که دمای سطح به مقدار معین از پیش تعیین شده اشتعال، که از خواص سوخت می‌باشد، برسد. در آن صورت آهنگ کاهش سطح به صورت زیر قابل محاسبه خواهد بود،

$$\dot{d} = B_1 + B_2 p^n \quad (11)$$

در این رابطه مقادیر  $B_1$ ،  $B_2$  و  $n$  پارامترهای آهنگ سوزش بوده و به صورت تجربی به دست می‌آیند.

### ۳- روش حل معادلات

روش انتگرال گیری مورد استفاده برای نقاط داخلی برای این دسته معادلات هذلولوی بر پایه الگوریتم ضمنی مک کورمک<sup>۶</sup> به علاوه اصلاحات پیشنهادی توسط مورتی<sup>۷</sup> می‌باشد. الگوریتم اصلی مک کورمک بر روی سیستم زیر اعمال می‌شود،

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + J \frac{\partial \psi}{\partial t} = S \quad (12)$$

<sup>1</sup> Covolume  
<sup>2</sup> Nusselt Number  
<sup>3</sup> Gelperin-Einstein  
<sup>4</sup> Prandtl  
<sup>5</sup> Reynold Number  
<sup>6</sup> MacCormack  
<sup>7</sup> Moretti

روش ضمنی مک کورمک برای سیستم معادلات (۱۲) به صورت زیر است،  
پیش‌بینی کننده:

$$\Delta\psi_i^n = \left[ S_i^n - J_i^n \left( \frac{\psi_{i+1}^n - \psi_i^n}{\Delta x} \right) \right] \Delta t$$

$$I \delta\psi_i^{n+1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\hat{J}_{i+1}^n \delta\psi_{i+1}^{n+1} - \hat{J}_i^n \delta\psi_i^{n+1}) = \Delta\psi_i^n \quad (13)$$

$$\psi_i^{n+1} = \psi_i^n + \delta\psi_i^{n+1}$$

تصحیح کننده:

$$\Delta\psi_i^{n+1} = \left[ S_i^{n+1} - J_i^{n+1} \left( \frac{\psi_i^{n+1} - \psi_{i-1}^n}{\Delta x} \right) \right] \Delta t$$

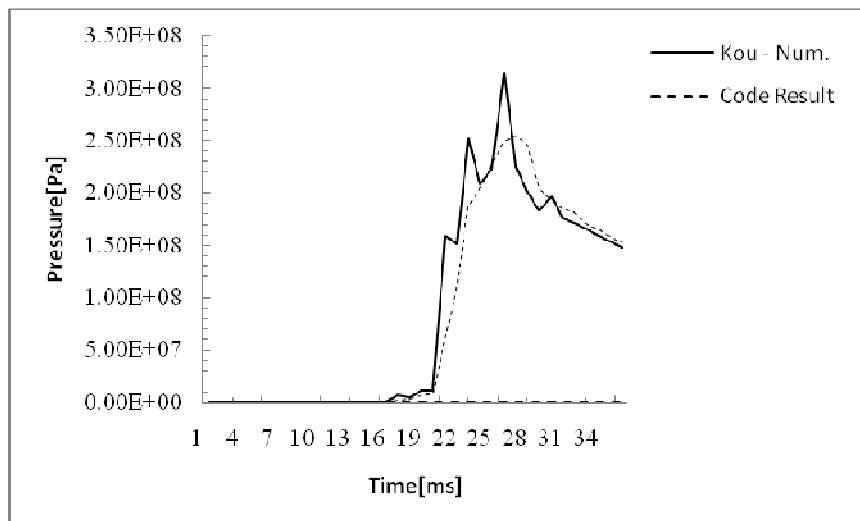
$$I \delta\psi_i^{n+1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\hat{J}_i^{n+1} \delta\psi_i^{n+1} - \hat{J}_{i-1}^{n+1} \delta\psi_{i-1}^{n+1}) = \Delta\psi_i^{n+1} \quad (14)$$

$$\psi_i^{n+1} = \frac{1}{2} [\psi_i^n + \psi_i^{n+1} + \delta\psi_i^{n+1}]$$

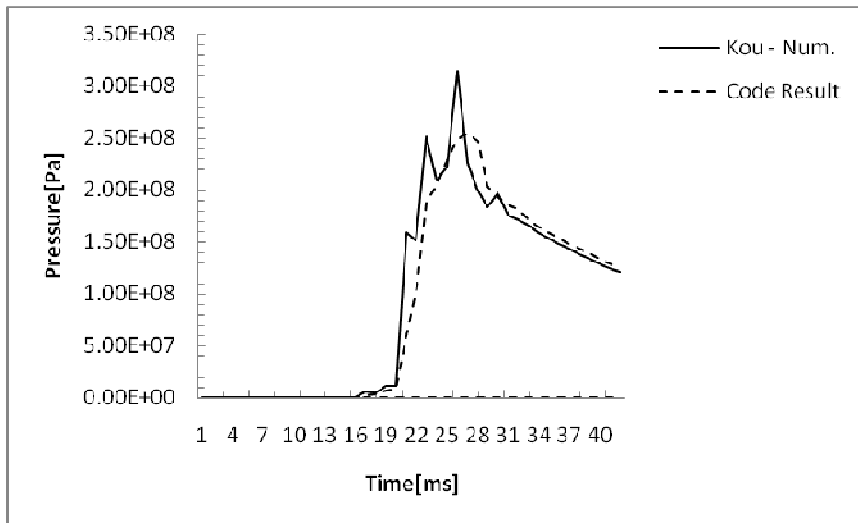
که  $J$ ، ماتریس ژاکوبین و  $I$ ، ماتریس همانی می‌باشد.

#### ۴- شکل‌ها و نمودارها

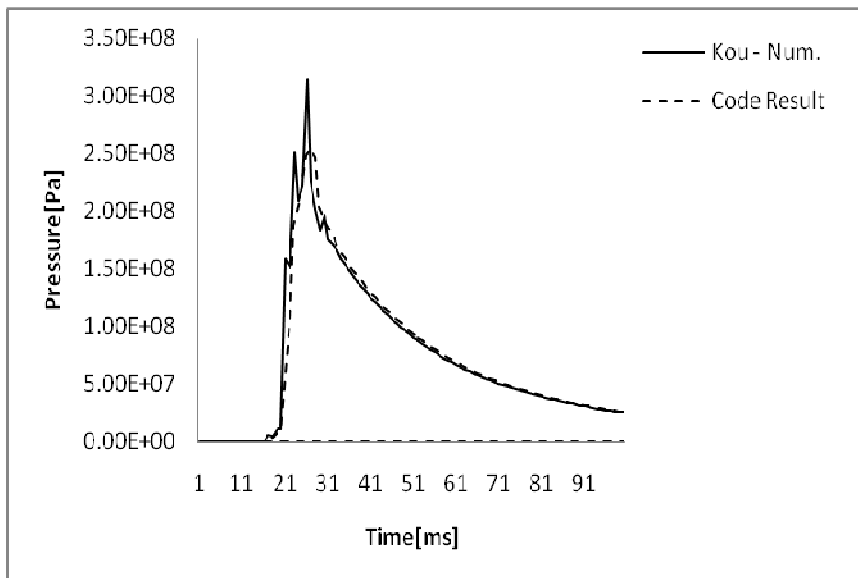
##### ۴-۱- مقایسه با نتایج کو و سامرفیلد



نمودار ۱- مقایسه دیاگرام فشار - زمان در فاصله ۲/۸۶ سانتیمتری از بریج



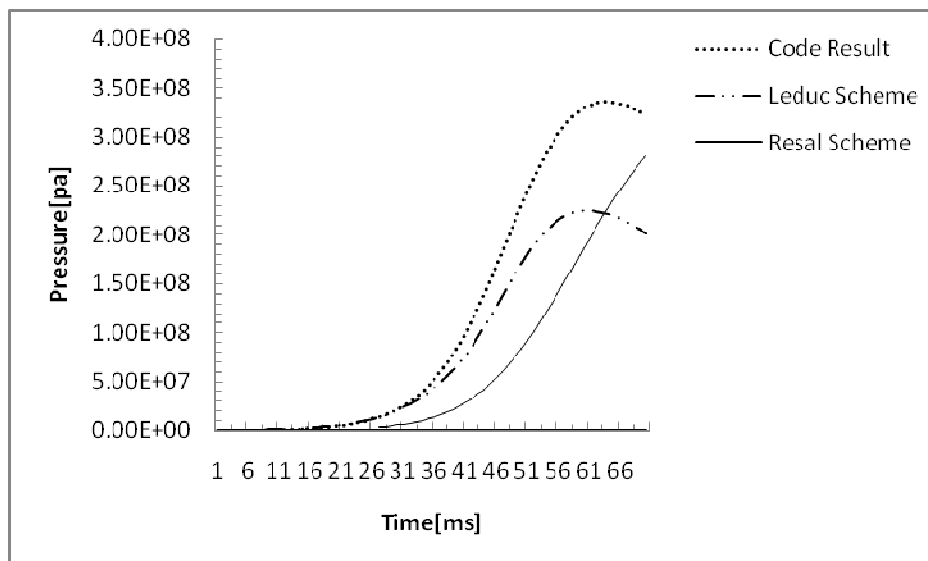
نمودار ۲- مقایسه دیاگرام فشار - زمان در فاصله ۶/۰۳ سانتیمتری از بریج



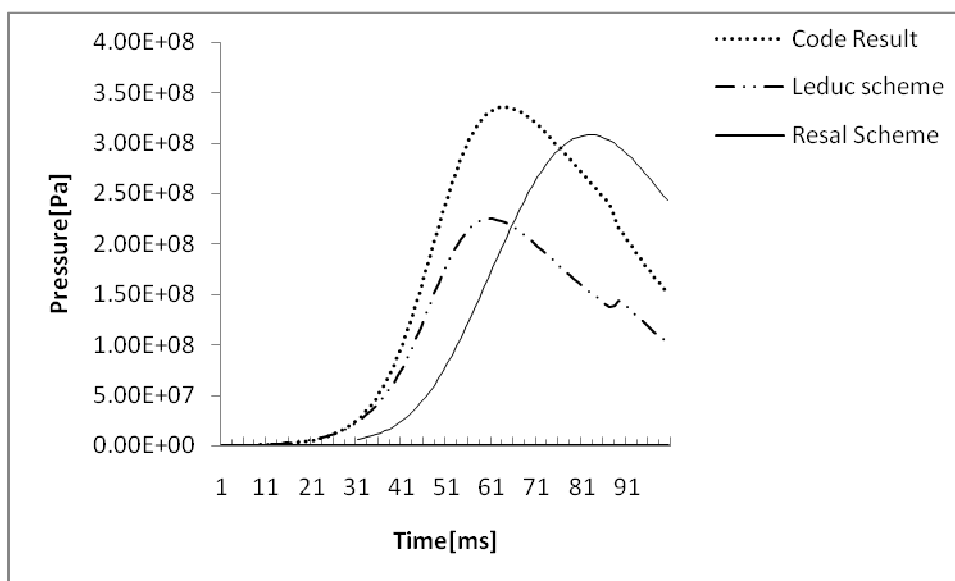
نمودار ۳- مقایسه دیاگرام فشار - زمان در فاصله ۹/۲۱ سانتیمتری از بریج

همان طور که در نمودارهای (۱) تا (۳) مشاهده می‌شود، نتایج کد توسعه یافته هم‌خوانی قابل قبولی با نتایج عددی کو نشان می‌دهد، ولی اختلاف‌هایی نیز مشاهده می‌شود. دلیل این امر نوع مدل‌سازی و تفاوت در استفاده از روابط تجربی به عنوان روابط اساسی و مدل‌سازی تنش‌های دانه‌ای می‌باشد. به طور مثال در مدل‌سازی کو معادلات حرکت گلوله به دقت معادلات استفاده شده در مدل‌سازی این تحقیق نبوده و اثرات مهمی چون شتاب زاویه‌ای گلوله و نیروی مقاومت هوا و عدد ماخ جلویی پرتابه دیده نشده است. علاوه بر این بخشی از این تفاوت ناشی از تفاوت اطلاعات مساله می‌باشد. به طور مثال مقادیر سرعت موج تراکمی و انبساطی در فاز جامد توسط کو در نظر گرفته نشده است و مقادیر مربوط به این پارامترها از مقادیر مربوط به پیش‌رانه‌های مشابه پیش‌رانه مورد استفاده کو که در مرجع [۶] موجود است، استفاده شده است.

۴-۲- مقایسه با روش لدوک و رسال



نمودار ۴- مقایسه دیاگرام فشار - زمان در فاصله ۳۴/۸۶ سانتیمتری از بریج برای ۵/۵ گرم باروت سیاه



نمودار ۵- مقایسه دیاگرام فشار - زمان در فاصله ۱۴۵ سانتیمتری از بریج برای ۵/۵ گرم باروت سیاه

همانطور که از نمودارهای (۴) و (۵) دیده می‌شود، نتایج کد توسعه یافته تفاوت‌هایی با نتایج روش‌های رسال و لدوک که مدلسازی بالستیکی آنها بصورت ترمودینامیکی و تجربی می‌باشند، از خود نشان می‌دهد. علت این اختلافها با این دو روش، نادیده گرفتن تنش دانه‌ای، نیروی دراگ بین فازی، انتقال گرمای بین فازی و ... و همچنین مهمتر از همه تک‌فازی در نظر گرفتن جریان می‌باشد. این اختلافها بیشتر در محل و مقدار ماکزیمم فشار، هم در لوله و هم بریج، که اهمیت فوق‌العاده‌ای در طراحی و ساخت سلاح دارد، مشاهده می‌شود.

## ۵- نتیجه گیری

برای یک سیستم توپ ساخته شده طراح می تواند برای رسیدن به سرعت بیشینه گلوله در دهانه لوله به شرط رعایت مسایل سازه ای سیستم توپ، بر روی پیشرانه توپ تغییراتی اعمال نماید. اما استفاده از معادلات جریان دوفازی توام با اعمال قانون تنش دانه ای و گرمای بین فازی، تاریخچه دقیق و قابل قبولی برای دسترسی به منحنی های فشار- زمان و مسافت، همچنین سرعت- زمان و مسافت، را برای ما فراهم می کند که در ساخت لوله سلاح و آنالیز تنش آن بسیار موثر بوده، بالاخص که در تعیین نقطه ماکزیمم فشار و لحظه اتمام سوخت در لوله از لحاظ زمانی و مکانی، و تعیین ماکزیمم فشار در کولاس، دقت محاسبات و نتایج خروجی جهت ساخت را بهبود داده و از به کار بردن نتایج و تست های تجربی پرهزینه و پر خطر، تا حدود زیادی جلوگیری می کنند.

## ۶- تشکر و قدردانی

از زحمات بی دریغ دکتر رضا ابراهیمی در راهنمایی و کمک در فهم مسایل این تحقیق مرا یاری کردند نهایت تشکر و قدردانی، و از خداوند منان، کمال سعادت و سلامتی را برای ایشان و همه خدمتگزاران به علم بشری آرزومندم.

## فهرست علائم

$\rho$	چگالی گاز حاصل از احتراق، $kg/m^3$
$\rho_p$	چگالی ذرات جامد، $kg/m^3$
$u$	سرعت فاز گاز، $m/s$
$u_p$	سرعت دانه های محترق، $m/s$
$\varepsilon$	تخلخل
$\Gamma_{ig}$	دبی جرمی آتشرنه، $kg/s$
$\Gamma_p$	دبی جرمی تولید گاز، $kg/s$
$g_0$	ضریب تبدیل، $kg-m/N-s^2$
$f$	نیروی پسای بین فازی
$\sigma_p$	تنش دانه ای، $N/m^2$
$q$	انتقال گرمای بین فازی
$e_{ig}$	انرژی داخلی گازهای آتشرنه، $J/kg$
$e_p$	انرژی داخلی فاز جامد، $J/kg$
$P$	فشار، $atm$
$s_p$	سطح بر واحد حجم فاز جامد، $m^2/m^3$

## مراجع

- 1- Herman Krier and Michael J. Adams; "An Introduction to Gun Interior Ballistics and a Simplified Ballistic Code", University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, and Iii. Vol. 66, pp.176-196, New York, 1979
- 2- P. S. Gough, Paul Gough Associates; "Modeling of Two-Phase Flow in Guns", Inc., Portsmouth, NH. Vol. 66, pp 176-196, New York, 1979.



انجمن احتراق ایران

## سومین کنفرانس سوخت و احتراق ایران

تهران - دانشگاه صنعتی امیرکبیر - اسفند ماه ۱۳۸۸



دانشگاه صنعتی امیرکبیر

دانشکده مهندسی هوافضا

FCCI2010-4206

- 3- P. S. Gough, Paul Gough Associates; "Modeling Heterogeneous Two-Phase Reacting Flow", AIAA Journal, Vol.17, No.1, January 1979, pp.17-25.
- 4- P. S. Gough, Paul Gough Associates; "Two dimensional Convective Flame Spreading in Packed Beds of Granular Propellant", US Army... Maryland, contract Report ARBRL-CR-00404, July 1979.
- 5- P. S. Gough, Paul Gough Associates; "Interior Ballistics Modeling: Extensions to the XKTC Code and Analytical Studies of Pressure Gradient for Lumped Parameter Codes"; ARL CR-460; U.S. Army Research Laboratory: Aberdeen Proving Ground, MD, February 2001.
- 6- Kou, K. K., Vichnevetsky, R., and Summerfield, M., "Theory of Flame Front Propagation in Porous Propellant Charges under Confinement", AIAA Journal, Vol.11, No.4, April 1973, pp 444-451.
- 7- Talei, M., Rahimian, M. H., "Experimental and Numerical Study of Combusting Solid Propellant and Axisymmetric Flow Field with Moving Boundary", in: 11th Annual Conference of the CFD Society of Canada, Vancouver, and 28-30 May 2003.