مجله علمي- پژوهشي مواد پرانرژي

سال چهارم- شماره ۲- شماره پیاپی ۸- پاییز و زمستان ۸۸

شبیهسازی تراک در مواد شدیدالانفجار با استفاده از مدل WK

سبحان امامی کوپائی'، کیومرث مظاهری*، حسین سوری ّ

۱، ۲و۳- دانشگاه تربیت مدرس- دانشکده فنی و مهندسی- آزمایشگاه دینامیک گازها

(تاریخ وصول: ۸۷/۸/۲۶ ، تاریخ پذیرش: ۸۸/۴/۲۷)

چکیدہ

در تحقیق حاضر انتشار موج تراک در مواد شدید الانفجار ایدهآل و غیرایدهآل مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. برای این منظور یک کد کامپیوتری تهیه شده است که از مدل ارائه شده توسط وود و کرکوود (مدل WK)، که برای تراک خوداتکا با انحنای کم جبهه جوابهای مناسبی بهدست میدهد، استفاده میکند. با استفاده از این مدل، میتوان رابطهی بین سرعت انتشار تراک و شعاع انحنای تراک خمیده را که در عمل مشاهده میشود با دقت نسبتاً خوبی بهدست آورد. در این تحقیق به ضعف تئوری چاپمن – ژوگت (CJ) در پیشبینی سرعت انتشار تراک و معاع انحنای تراک خمیده را که در مواد منفجرهی غیرایدهآل اشاره و با بهکارگیری تئوری WK این ضعف تا حدودی بر طرف شده است. مقایسه ی نتایچ بهدست آمده از این مدل با نتایچ تجربی، نشان از دقت نسبتاً خوب این مدل در شبیه سازی انتشار تراک در مواد مفجره ی غیرایدهآل مخصوصا در انحناهای کم دارد. مطالعه حاضر نشان میدهد که دقت معادلات حالت و نرخ سوزش بهکار گرفته شده، نحوهی کالیبره کردن آنها و همچنین نزدیکی قوانین مخلوط انتخابی به فیزیک مساله مورد مطالعه نیز در دقت نتایچ تائیر گذار میاشد.

واژههای کلیــدی: مـواد شــدیدالانفجار، تــراک غیرایــدهآل، مــدلسـازی تــراک، تــراک خمیــده، مــدل WK، تئــوری CJ، قانون مخلوط.

۱– مقدمه

مواد شدیدالانفجار، موادی هستند که در اثر انتشار موج احتراقی تراک^¹ و به دنبال آن، آغاز واکنش شیمیایی در آنها، یک انبساط ناگهانی (انفجار) را تجربه میکنند. این انبساط معمولاً بههمراه سرعت بسیار زیاد آزادسازی انرژی، تغییرات بسیار زیاد فشار (چند صد هزار اتمسفر) و افزایش دما

(۲۰۰۰–۲۰۰۰) میباشد. مواد شدیدالانفجار دارای ویژگیهای منحصر به فردی میباشند. برای مثال ماده منفجره PBX-۹۵۰۲ دارای سرعت تراکی در حدود ۸۰۰۰m/ (سه برابر سرعت صوت در همین ماده) چگالی انرژی آزاد شده بسیار زیاد (در حدود MJ/Kg ۵) و چگالی اولیهای در حدود ۲۰۰۰ Kg/m³ میباشد.

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد مهندسی هوافضا

۲– دانشیار مهندس مکانیک

۳- دانشجوی دکتری مهندسی مکانیک

^{*} E-mail: kiumars@modares.ac.ir

⁴⁻ Detonation

ترکیب این سه کمیت منجر به نرخ تولید انرژی بسیار زیادی میشود. این انرژی تولیدی بسیار زیاد، باعث علاقهمندی روز افزون صنایع مختلف اعم از نظامی و غیر نظامی، به استفاده از این گونه مواد شده است. اگرچه از چگالی انرژی بسیار زیاد مواد شدیدالانفجار میتوان به عنوان یک ویژگی ممتاز یاد کرد، اما اگر آزادسازی انرژی این گونه مواد، تحت مدیریت صحیح رخ ندهد خسارتهای جبران ناپذیری را بههمراه می آورد. از این رو است که پیش بینی دقیق سرعت انتشار تراک و مقدار انرژی تولیدی حاصل از انفجار، به یک نیاز اساسی در این زمینه تبدیل شده است. این نیاز در مورد مواد منفجرهی غیرایده آل' که از لحاظ ساختاری ناهمگن و نسبت به آغازشهای غیرمترقبه غیرحساس می باشند، به علت کاربرد وسیع در صنایع گوناگون، به مراتب بیشتر احساس می شود. این نیاز در گذشته ای نه چندان دور با استفاده از مدل ساده (Chapman (۱۸۹۹) بے طےرف چیمن - ژوگت (Jouguet (۱۹۰۶) می شده است [۱]. در این مدل (مـدل CJ) مـوج تـراک مـوجی کـاملا تخـت میباشد که با سرعت ثابت D_{CI} منتشر میشود. واکنش در پشت جبههی تراک به صورت آنی یعنی با نرخ واکنش بینهایت روی میدهد، بنابراین از ضخامت ناحیه واکنش صرف نظر می شود. تئوری CJ یک تئوری تعادلی بوده و سینتیک در آن نقشی ایفا نمی کند. این تئوری اگر چه سرعت انتشار و فشار نقطهی CJ را برای مواد منفجرهی ایدهآل با دقت قابل قبولی محاسبه می کند، اما برای مواد منفجرهی غیرایده آل (مواد منفجرهی مدرن)، که دارای ناحیهی واکنشی در حدود چند میلیمتر می باشند، از دقت قابل قبولی برخوردار نمی باشد. نرخ واکنش این مواد در مقایسه با مقیاس زمانی هیدرودینامیک بسیار کندتر بوده و رسیدن به نقطه تعادل ترموشیمیایی در آنها بسیار دیر اتفاق میافتد [۱]. برای رسیدن به فهم قابل قبـول از تـراک در مواد غیرایدهآل باید اندرکنش سینتیک شیمیایی با موج تراک را نیےز در نظر گرفت. از ایـنرو در اوایـل دهـهی ۱۹۴۰، زلـدویچ ٔ (۱۹۴۰)، فـون نیـومن ّ (۱۹۴۲) و دورینگ[†] (۱۹۴۳) بهطور مستقل تئوریای را ارائه دادند که بعدها بهنام تئوری ZND مشهور شد. در این تئوری، که همچنان یک تئوری پایای یک بعدی میباشد، تراک از یک موج ضربهای تخت بههمراه یک ناحیهی واكنش با ضخامت محدود تشكيل شده است. در تئوري ZND معادلات اولر واکنشی یک بعدی پایا حل شده و متغیرهای جریان در ناحیهی واکنش بهدست می آیند. اگرچه تئوری ZND خواص جریان در طول ناحیه ی واکنش را نیز محاسبه میکند، اما بهعلت آنکه سرعت انتشار تراک در این تئوری برابر

D_C و انتهای ناحیهی واکنش نیز نقطهی CJ میباشد، همچنان محدودیتهای ذکر شده در مدلسازی مواد شدیدالانفجار غیرایدهآل را با خود به همراه دارد [۱].

دو نکته حائز اهمیت که از نتایج آزمونهای تجربی بر روی مواد شدیدالانفجار غیرایدهآل بهدست آمده است عبارتند از:

۱- اگرچه موج تراک منتشر شده در مواد منفجره غیرایده آل پس از مدتی به سرعتی پایا می رسد، اما این سرعت، تابعی از قطر خرج (قطر ستون ماده منفجره) می باشد. این وابستگی به نحوی است که با کاهش قطر خرج، سرعت انتشار نیز کاهش می یابد. این کاهش سرعت به علت افت فشار در مجاورت سطوح جانبی ماده منفجره می باشد. کاهش سرعت تا رسیدن به قطر بحرانی (قطر زوال^۵) ادامه می یابد و در این قطر است که انتشار تراک پایا دیگر امکان پذیر نخواهد بود. در این قطر، کاهش فشار در اثر انبساط جانبی بزرگتر از تولید فشار حاصل از واکنشهای شیمیایی می باشد [۲].

۲- در مواد غیرایدهآل- همانطور که در شکل ۱-(الف) مشاهده میشود، جبههی موج ضربهای بهطور مشهودی خمیده میباشد. بنابراین جریان در پشت موج ضربهای، واگرا بوده و واکنش هیچگاه در فاصلهی بین جبههی موج ضربهای و مکان صوتی⁵ تکمیل نمیشود. انبساط عرضی حاصل از جریان واگرا در این مواد، یک کاهش فشار اضافی را بهدنبال خواهد داشت [۳]. با توجه به این که در مدلهای ذکر شدهی اولیه هیچ یک از نکات فوق مورد توجه قرار نگرفته است، به مدلهای کامل تری برای شبیه سازی انتشار تراک در مواد غیرایدهآل نیاز میباشد.

در سال ۱۹۵۴، وود^۷ و کرکود^۸ [۴] مدلی را ارائه دادند که در آن پارامترهای جریان به شعاع انحنای جبهه ی تراک بر روی محور استوانه، *R* (شکل ۱–(ب)) ربط داده می شد. در این تئوری، که به تئوری WK معروف است، علاوه بر در نظر گرفتن کاهش فشار حاصل از انبساط عرضی، مکان صوتی نیز دیگر در انتهای ناحیهی واکنش فرض نمی شود. معادلات حاکم در این مدل، همان معادلات اولر واکنشی پایای دو بعدی می باشند که برای تعداد دلخواه واکنش توسط ارپنبک^۹ [۵] و همکاران به طور گستردهای مورد بررسی و مطالعه قرار گرفتند. آنها دریافتند که سرعت تراک به رابطهی بین سینتیک شیمیایی و انبساط شعاعی وابسته است.

¹⁻ Non-Ideal Explosives

²⁻ Zeldovich

³⁻ von Neumann

⁴⁻ Doering

⁵⁻ Failure Diameter

۶- مکان هندسی نقاطی در پائین دست جریان که سرعت ذره در آنجا نسبت به جبههی موج ضربهای، برابر سرعت صوت محلی میباشد.

⁷⁻ Wood

⁸⁻ Kirkwood

⁹⁻ Erpenbeck



شکل ۱- (الف) طرحوارهای از انتشار موج تراک در ماده منفجره (دستگاه مختصات متصل به آزمایشگاه)، مفاهیمی نظیر جبههی خمیده، مکان صوتی، انتهای ناحیه واکنش و انبساط عرضی در این شکل بهخوبی مشاهده میشوند؛ (ب) دستگاه مختصات متصل به جبههی پیشتاز، برای تراک دو بعدی.

ضربهای تراک، DSD^{*} [۹] و ناحیهی پیش برنده تراک، DDZ^۷ [۳] قرار گرفته است. بدزیل و استیوارت^۸ برای اولین بار عبارت ^۳دینامیک موج ضربهای تراک^۳ را برای توصیف تراک شبه پایا با انحنای کم جبهه و رشد آهسته زمانی به کار بردند. معادلات مدل DSD مرتبه اول (۲-κ) نیز همان معادلات اولر شبه یک

بعدی پایا بوده و در راستای محوری با معادلات WK یکسان میباشند [۹]. در مقالـه حاضـر معـادلات حـاکم در تئـوری WK بـرای یـافتن سـرعت انتشار تـراک پایـای خوداتکا بـهصورت عـددی حـل شـده و بـه دنبـال آن توزیـع خـواص جریـان در طـول ناحیـه واکـنش صـوتی^۹ (فاصـله مـابین جبهـه مـوج ضـربهای و مکـان صـوتی) بـهدست آمـده است. همچنـین با استفاده از مدل WK وابستگی سـرعت انتـشار تـراک بـه شـعاع انحنـا بـرای چند مـاده منفجـره مـورد مطالعـه قـرار گرفتـه و از ایـن طریـق بـه ارزیـابی تئـوری CJ در شـبیهسـازی مـواد منفجـرهی ایـدهآل و غیرایـدهآل نیـز پرداختـه شـده است. بررسـی تـاثیر مـدلهـای سـوزش، معـادلات حالـت و قوانین مخلوط انتخابی بـر نتـایج حاصـل از تئـوری WK نیـز یکی دیگـر از اهداف این تحقیق میباشد.

8- Stewart

۱۳ -

9- Sonic Reaction Zone Width

در محدودهای که انبساط شعاعی وجود ندارد، نتایج مدل ZND بهدست میآید، اما هنگامی که انبساط شعاعی در نظر گرفته شود، سرعت تراک با مقدار پیشبینی شده توسط تئوری CJ متفاوت خواهد بود. در شرایطی که انبساط شعاعی قوی باشد موج تراک از بین میرود، یعنی هیچ سرعتی معادلات حالت پایا را ارضاء نمی کند. قدم بعدی در توسعهی مدل های تراک پایای دو بعدی توسط بدزیل^۱ [۶] برداشته شد. او اولین بار، ستون ماده منفجره را به روش پراشیدگی^۲ مورد تحلیل قرار داد و سرعت محوری تراک را بر حسب شعاع خرج، خواص مادهی منفجره و خواص مادهی در برگیرنده^۳ ماده منفجره بهدست آورد. وی همچنین معادلات WK را برای جریانهای بقا بر حسب مساحت لولهی^۵ جریان محوری، معادلات WK را بولی جریانهای بقا بر حسب مساحت لولهی^۵ جریان محوری، معادلات WK را توسعه داد. در بقا بر حسب مساحت لولهی^۵ جریان محوری، معادلات WK را توسعه داد. در استفاده شده است. این تابع بر حسب انحنای جبههی تراک بیان شده و با استفاده شده است. این تابع بر حسب انحنای جبههی تراک بیان شده و با استفاده از یک رابطه تجربی به قطر خرج ربط داده میشود. در دو دههی

1- Bdzil

- 3- Confinement Material
- 4- Chan
- 5- Tube Area

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸ 🗕

⁶⁻ Detonation Shock Dynamics

⁷⁻ Detonation Driving Zone

²⁻Perturbation Method

۲- معادلات حاکم در تئوری WK

در تئوری WK با استفاده از معادلات اولر واکنشی و سینتیک شیمیایی به تحلیل انتشار تراک کروی پایا در راستای محور یک خرج استوانهای پرداخته میشود. در این تئوری، انبساط شعاعی بهصورت یک جمله منبع در سمت راست معادله یک بعدی پیوستگی ظاهر میشود. معادلات حاکم برای جریان کمی واگرای⁽ واکنشی پایای متقارن در مختصات استوانهای و در طول محور استوانه، در دستگاه مختصات متصل به موج ضربهای پیشتاز (شکل ۱–(ب))، بهصورت زیر نوشته میشوند [۱۰]:

- $u\rho_x + \rho u_x = -2\rho \omega_r \tag{1-1}$
- $\rho u u_x + p_x = 0 \tag{(Y-1)}$
- $e_x + p v_x = 0 \tag{(Y-1)}$
- $\lambda_x = \frac{\Re}{\mu} \tag{(f-1)}$

معادلات فوق بهترتیب بیانگر معادله بقای جرم، بقای مومنتوم در جهت x (در راستای محوری)، بقای انرژی و بقای گونهها میباشند. u نشانگر سرعت محوری، w سرعت شعاعی، p فشار، ho چگالی، v حجم مخصوص و e انرژی wداخلي مخصوص ذره ميباشند. λ درجه واكنش يا متغير پيشرفت واكنش ، بیانگر کسر جرمی محصولات انفجار بوده و با پیشرفت واکنش در طول ناحیهی واکنش از صفر تا یک تغییر میکند. نرخ واکنش شیمیایی نیز با علامت ۱۹ نمایش داده شده است. زیرنویسها نشان دهندهی مشتقات پارهای هستند، در نتیجه ω_r مشتق سرعت شعاعی نسبت به مختصه شعاعی و بیانگر نرخ انبساط شعاعی جریان میباشد. در این تئوری نرخ انبساط شعاعی با یک مدل ساده بیان می شود تا دستگاه معادلات دیفرانسیل یارهای (PDE) فوق به یک دستگاه معادلات دیفرانسیل معمولی (ODE) تبدیل شود. نرخ انبساط شعاعی مورد استفاده با توجه به مدل پیشنهادی وود و کرکوود از رابطه -D) بهدست میآید. $R_{
m c}$ شعاع انحنای جبههی تراک در خط $\omega_{
m r}(x)=u(x))/R_{
m c}$ مرکزی جریان و D سرعت انتشار تراک میباشند. با دقت نسبتاً خوبی می توان ، ۵۸ را در طول ناحیهی واکنش ثابت فرض کرده و مقدار آن را برابر ، در نظر گرفت [۱۰]. دقت این تقریبها در ادامه $\omega_{\rm r}(0)=(D-u(0))/R_{\rm c}$ مورد ارزیابی قرار می گیرند.

1- Slightly Divergent Flow

2- Degree of Reaction

- 3- Reaction Progressive Variable
- مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸

Archive of SID

برای حل کامل میدان جریان در تئوری حاضر، با توجه به مدل انبساط شعاعی در نظر گرفته شده، مجهولهای p_{e} , p_{e

در عمل، یک رابطهی یک به یک مابین شعاع انحنای جبههی تراک و سرعت انتشار تراک پایای خوداتکا برقرار میباشد. یعنی بهازای هر R_{o} تنها یک Dوجود دارد. از اینرو به این گونه مسائل، مسائل مقدار ویژه⁶ [۱۱] و به این گونه تراکها، تراک مقدار ویژه⁷ نیز گفته میشود. این ارتباط یک به یک، در معادلات اولر واکنشی لحاظ نشدهاست. بنابراین برای بستن معادلات مورد نظر به یک شرط اضافی نیاز میباشد. برای اینکه بتوان از نقطه نظر ریاضی مسالهی مقدار ویژه حاضر را حل کرد، معادلات حاکم بهشکل زیر نوشته میشوند:

$$u_x = \psi/\eta \tag{1-7}$$

(7-7)

$$\rho_x = -(\rho/u)(u_x + 2\omega_r)$$

$$p_{x} = -\rho u u_{x} \qquad (\tilde{r}-\tilde{r})$$

$$\lambda_{x} = \Re/u \qquad (\tilde{r}-\tilde{r})$$

معادله (۲–۱) معادله اصلی^۷ نام داشته که از ترکیب معادلات بقای انرژی، مومنتوم و جرم حاصل میشود. سایر معادلات فوق بهترتیب معادله بقای جرم، مومنتوم و گونهها میباشند. در معادله (۲–۱)، η پارامتر صوتی^{$^{\Lambda}} و <math>\psi$ پارامتر تولید فشار⁹ هستند که بهصورت زیر تعریف میشوند:</sup>

$$\eta = 1 - u^2 / c^2 \tag{(Y)}$$

$$\psi = \sigma \Re - 2\omega_r \tag{(f)}$$

4- Mixture rules

⁵⁻ Eigenvalue Problems

⁶⁻ Eigenvalue Detonation

⁷⁻ Master Equation 8- Sonic Parameter

⁹⁻ Pressure Production Parameter

در این روابط، c سرعت صوت محلی و σ ضریب بدون بعد حرارتی (ترمیسیتی') میباشند که از روابط زیر بهدست میآیند:

$$c^2 = v^2 \left(p + e_v \right) / e_p \tag{(a)}$$

$$\sigma = \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda}\right)_{e,v} / \rho c^2 = -\left(e_{\lambda}/e_p\right) / \rho c^2 \tag{8}$$

در طول میدان حل هنگامی که $< \eta$ باشد، جریان نسبت به جبههی موج ضربهای مادون صوت بوده و ارتباط با جبههی تراک امکان پذیر است. اما هنگامی که $> \eta$ باشد، جریان نسبت به جبههی موج ضربهای مافوق صوت بوده و ارتباط با جبههی تراک امکان پذیر نخواهد بود. بنابراین انرژی آزاد شده در این ناحیه تاثیری بر جبههی تراک نداشته و برای بهدست آوردن رابطهی بین سرعت انتشار و شعاع انحنا نیازی به حل آن نمیباشد. هنگامی که $< \psi$ باشد، فشار تولیدی حاصل از واکنشهای شیمیایی (جمله اول سمت راست در رابطه (۴)) نسبت به کاهش فشار در حین انبساط شعاعی (جمله دوم سمت راست در رابطه (۴)) بیشتر خواهد بود. اما هنگامی که اثر انبساط شعاعی به وجود میآید [۱۱]. جملهی $\Re \sigma$ در رابطه (۴) تغییرات فشار در اثر انجام واکنش را نشان میدهد. علامت این جمله به علامت ضریب بدون بعد حرارتی σ ، و نرخ واکنش \Re ، وابسته میباشد این .

۳- حل معادلات WK ۳-۱- شرط مرزی انتهایی

با توجه به مقدار سرعت انتشار تراک، معادلات WK دارای سه حل متفاوت میباشند. در مکان صوتی، یعنی جایی که u = c است، پارامتر صوتی، η برابر صفر خواهد بود. با توجه به معادله (۲–۱)، دیده میشود که برای جلوگیری از تکین شدن معادلات در مکان صوتی، پارامتر ψ نیز باید در این نقطه برابر صفر باشد. بنابراین برای انتشار تراک پایا با شعاع انحنای خاص، سرعت مورد قبول $D = D^{*}$ سرعتی است که با استفاده از آن معادلات غیرخطی (۲) (حلهای صوتی^۲)، بهطور همزمان برابر صفر شوند. این حل، اولین دسته از حلهای ممکن میباشد.

$$\psi(\lambda, D) = \eta(\lambda, D) = 0$$
 (Y)

Archive of SID

به این شرط، شرط CJ تعمیم یافته^۳ اطلاق میشود. نقطهای که در آن پارامترهای صوتی و تولید فشار با هم صفر میشوند، شرط مرزی انتهایی مساله میباشد. این شرط نقش مشابهی مانند شرط CJ (در مدل CJ یا مدل

(ZND) ایفا می کند، یعنی باعث بسته شدن معادلات مورد نیاز می شود. در حل دیگر معادلات WK، η هرگز صفر نمی شود. این حل، به تراک بیش رانده[†] مربوط می شود. در این حل فشار، از نقطه ای که ۰> ψ می شود (در تراک بیش رانده η در طول ناحیه یواکنش همیشه بزرگتر از صفر می-باشد،) با افزایش فاصله زیاد می شود. این موضوع با مراجعه به معادلات (۲) به وضوح مشاهده می شود. افزایش فشار رخ داده در ناحیه یواکنش همانند وجود یک پیستون متحرک در پشت تراک عمل کرده و باعث تقویت بیشتر مخرج کسر در معادله (۲–۱) صفر شده و به اصطلاح معادلات نامحدود می-شوند. در این صورت انتشار تراک پایا با سرعت D مورد نظر، امکان پذیر نخواهد بود. در حلهای ذکر شده تنها در حلهای صوتی، ^{*}D = D است که با افزایش x به سمت بی نهایت، فشار به سمت صفر میل می کند.

۳-۲- تعیین حل- تراک خوداتکا

همان طور که قبلا نیز اشاره شد، برای یک شعاع انحنای خاص، معمولا فقط یک سرعت تراک (D = D) را میتوان یافت که معادلات (Y) را ارضا کند. بهدست آوردن این سرعت از لحاظ عددی بسیار پیچیده بوده و مستلزم صرف زمان زیادی میباشد. همچنین باید توجه داشت که معادلات WK برای $D < D^*$ تکین میشوند. برای غلبه بر این مشکلات، بهجای ارضای معادلات (Y) کمینه کردن تابع Y (رابطه (۸)) پیشنهاد میشود [۱۱]:

 $Y(D) = \eta(\lambda, D)^{2} + t^{2} \psi(\lambda, D)^{2} \qquad 0 < \lambda < \lambda_{\max} \qquad (A)$

در رابطه ۸، *t* بیانگر زمان بوده که از رابطـ dx = udt محاسـبه مـیشـود [۱]. هنگامی که $\cdot = Y$ شود، معادلات (۲) ارضا شـدهانـد. بـا ضـرب کـردن *t* در ψ ، علاوه بر بدون بعد شدن تـابع *Y*، دوجملـهی تـشکیل دهنـده ایـن تـابع نیـز هم مرتبه می شوند. مقدار x_{max} ، در حالت کلی برابر یک در نظر گرفته می شود، اما اگر در هنگـام محاسـبات بـه یـک حـل تکـین^۵ برخـورد شـود، (جائیکـه -= $(\eta(\lambda, D))$ ، ولی $\cdot \neq (\Lambda, D)$ باشد.) x_{max} برابـر درجـه واکـنش مربوطـه در لحظهی تکین شدن معادلات قرار داده می شود. بـرای یـافتن کمینـهی تـابع

¹⁻ Thermicity Coefficient

²⁻ Sonic Solutions

³⁻ Extended CJ Condition

⁴⁻ Overdriven Detonation

⁵⁻ Singular

Y(D) که بسیار نزدیک به صفر باشد به یک کمینه یاب نیاز میباشد. این کمینه به انتشار تراک خوداتکا با سرعتهای D^* اختصاص دارد. در بعضی موارد هیچ کمینهای وجود ندارد، این امر نشان میدهد که موج تراک از بین رفته است [۱۱].

۳-۳- الگوریتم پیشنهادی برای حل میدان واکنشی تراک با استفاده از تئوری WK

برای بهدست آوردن خواص جریان در پشت جبههی موج تراک، از معادلات WK در ناحیه بین جبههی موج (شرط مرزی ابتدائی) و مکان صوتی (شرط مرزی انتهائی) انتگرال گیری می شود. از این رو مساله ی حاضر جز، مسائل ، مقدار مرزی دو نقطهای Gقرار می گیرد. برای بهدست آوردن رابطه D با $R_{\rm c}$ در ابتدا یک R_c معلوم در نظر گرفته می شود. به علت آنکه سرعت تراک در قدم اول معلوم نیست، از الگوریتم مبتنی بر تکرار شوتینگ استفاده میشود. برای این کار در ابتدا حدس اولیهای برای D در نظر گرفته شده، سپس متغیرهای حالت اولیه (شرط مرزی ابتدائی) برای معادلات WK با استفاده از روابط رانکین هوگونیوت میآیند. در قدم بعد، با انتگرال گیری از قوانین بقا، که به کمک معادلات حالت، قوانین مخلوط، نرخ واکنش و نرخ انبساط شعاعی صورت می گیرد، متغیرهای جریان در طول ناحیهی حل بهدست میآیند. با صفر شدن یکی از پارامترهای η و یا ψ ، انتگرال گیری خاتمه یافته و تابع (Y(D) محاسبه می شود. سپس با استفاده از یک کمینه یاب معیاری برای اصلاح حدس اولیه در تکرارهای بعدی بهدست میآید. در نهایت D بهدست آمده سرعت انتشار مربوط به شعاع انحنای معلوم می باشد. این کار برای شعاعهای انحنای مختلف تکرار شده و رابطهی بین سرعت انتشار و شعاع انحنا بهدست میآید.

در کار حاضر، از الگوریتم کمینهیابی برنت^۲ که یک میانیابی سهموی میباشد استفاده شده است. در این الگوریتم در ابتدا سه حدس اولیه برای D در نظر گرفته شده و Yهای مربوطه محاسبه میشوند. سپس از این سه نقطه (D,Y) یک سهمی عبور داده شده و نقطهی کمینهی سهمی بهدست میآید. حال سهمی دیگری از این نقطه و دو نقطه مناسب از سه نقطه اول عبور داده میشود. این روند تا رسیدن به نقطه کمینه مطلوب که معمولاً معیار آن

⁻¹ (*T*) (*T*) است، ادامه مییابد. با توجه به مطالب فوق، ساختار کلی الگوریتم به کار رفته در کار حاضر به صورت زیر است: (-1 انتخاب یک حدس اولیه مناسب برای سرعت انتشار تراک[†] برای یک شعاع انحنای مورد نظر؛ (-1 به دست آوردن متغیرهای حالت اولیه نظیر سرعت ذره، حجم مخصوص، فشار و انرژی مخصوص داخلی با استفاده از روابط رانکین هو گونیوت؛ (-1 حل دستگاه معادلات (1) با استفاده از روش رانگ-کوتای تطبیق پذیر مرتبه ۵، ویرایش کش^۵ و کرپ² و به دست آوردن متغیرهای جریان؛ (-1 محاسبهی مقدار خطا (تابع (*T*))، با صفر شدن یکی از پارامترهای *T* و یا (-1 و استفاده از یک الگوریتم کمینه یاب برای تصحیح حدس اولیهی *T*

۵- تکرار مراحل ۲ تا ۴ برای رسیدن به کمینه مقدار خطا (تابع (Y(D)؛

۴- معادله حالت مخلوط و محاسبه مشتقات پارهای

مواد منفجره و محصولات انفجار توسط دو معادله حالت مجزای (e_e(v_e,p_e و e_e(v_e,p_e) و e_p(v_p,p_p) توصیف میشوند. با توجه به اینکه در ناحیهی واکنش، مخلوطی از مواد اولیه و محصولات بهطور هم زمان حضور دارند. انرژی داخلی و حجم مخصوص این مخلوط از قوانین مخلوط زیر بهدست میآیند:

(۹)

$$e(v, p, \lambda) = (1 - \lambda)e_e(v_e(v, p_e, \lambda), p_e) + \lambda e_p(v_p(v, p_p, \lambda), p_p)$$

$$v = (1 - \lambda)v_e + \lambda v_p \tag{(1.)}$$

با استفاده از قانون مشتقات زنجیرهای، مشتقات انرژی بهصورت زیر نوشته میشوند. در این روابط از فرض تعادل مکانیکی یا به عبارت بهتر تعادل فشاری یعنی $p = p_e = p_p$ ، که یکی از قوانین مخلوط متداول در حوزهی مواد شدیدالانفجار میباشد، استفاده شده است.

$$\frac{\partial e}{\partial v} = (1 - \lambda) \frac{\partial e_e}{\partial v_e} \frac{\partial v_e}{\partial v} + \lambda \frac{\partial e_p}{\partial v_p} \frac{\partial v_p}{\partial v}$$
(11)

$$\frac{\partial e}{\partial p} = \left(1 - \lambda\right) \left(\frac{\partial e_e}{\partial v_e} \frac{\partial v_e}{\partial p} + \frac{\partial e_e}{\partial p}\right) + \lambda \left(\frac{\partial e_p}{\partial v_p} \frac{\partial v_p}{\partial p} + \frac{\partial e_p}{\partial p}\right) \quad (17)$$

- 17

¹⁻ Two Points Boundary Value Problems

²⁻ Rankine-Hugoniot

³⁻ Berent

۴- این مقدار می تواند با توجه به مقدار سرعت CJ انتخاب شود.

⁵⁻ Cash 6- Karp

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸

خواهند بود. البته با این تفاوت که معادلات WK تنها به امتداد محوری ستون خواهند بود. البته با این تفاوت که معادلات WK با استفاده از دو مدل نرخ ماده منفجره اختصاص دارند. محاسبات تئوری WK با استفاده از دو مدل نرخ انبساط شعاعی متغیر، ($\alpha_i(x)$ و ثابت، ($\alpha_i(0)$ انجام شده است. نتایج بهدست آمده از شبیه سازی تراک پایا در ماده منفجره (۵/ ۸۵/ ۹۲۹ /۹۵۰۲) ۹۵۰۲ –۹۵۰۲ (TATB/kel-F/۹۵ (۵/ ۵/ ۲۹۹ /۹۵۰) و شعاع انحنای جبهه در PBX در شکلها رابطهی انحنای جبههی تراک $\alpha_i(2)$ و شعاع انحنای جبهه در این شکلها رابطهی انحنای جبههی تراک $\alpha_i(2)$ و شعاع انحنای جبهه در راستای محوری به صورت $R_c=2/\kappa$ می باشد. معادله حالت مورد استفاده، معادله حالت مورد استفاده، معادله حالت پلی تروپیک می باشد. در این معادله که به شکل زیر است، p گرمای حاصل از انفجار می باشد.

$$e = \frac{pv}{\gamma - 1} - \lambda q \tag{1V}$$

نرخ سوزش نیز با استفاده از رابطهی ساده زیر محاسبه می شود:

$$\Re = k (1 - \lambda)^{0.5} \tag{1}$$

ضرایب مورد استفاده در معادله حالت و نرخ سوزش PBX-۹۵۰۲ و همچنین شرایط بالادست جریان در جدول ۱ آورده شدهاند. در این جدول ρ_0 چگالی اولیه ماده منفجره، D_{cj} سرعت تراک CJ، u_0 سرعت و P_0 فشار در بالادست جریان میباشند.

همان طور که در شکل ۲–(الف) مشاهده می شود دقت کار حاضر در شبیه سازی نمودار ۲۰ (داده های لوزی شکل) با استفاده از نرخ انبساط شعاعی متغیر کاملا مناسب بوده و نمودار به دست آمده بر نمودار مرجع ۱۳ انطباق کامل دارد. این دقت در محاسبه یفشار، چگالی و سرعت ذره (نسبت به دستگاه مختصات متصل به آزمایشگاه) در مکان صوتی که به تر تیب در شکلهای ۲–(ب)، ۲–(ج) و ۲–(د) آورده شده اند، نیز مشاهده می شود. با توجه به شکل ۲–(الف) مشاهده می شود که، نمودار ۲۰ می به رفتار نمودار روش WK با نرخ انبساط ثابت (مثلثهای توپر)، رفتاری شبیه به رفتار نمودار حاصل از روش DSD از خود نشان می دهد. اما سرعت حاصل از ایین مدل کمتر از مدل DSD می باشد. این رفتار برای نمودار فشار در مکان صوتی نیز وجود دارد.

جدول ۱- ضرایب مورد استفاده در شبیه سازی ماده منفجره PBX-۹۵۰۲ [۱۳].

q	γ	Κ	P ₀	ρ ₀	u ₀	D _{cj}	
(KJ/gr)		(μs ⁻¹)	(GPa)	(gr/cm ³)	(mm/µs)	(mm/µs)	
۴	٣	۲٬۵۱۴۷	•	٢	*	٨	

 $\frac{\partial e}{\partial \lambda} = \left(1 - \lambda\right) \left(\frac{\partial e_e}{\partial v_e} \frac{\partial v_e}{\partial \lambda}\right) + \lambda \left(\frac{\partial e_p}{\partial v_p} \frac{\partial v_p}{\partial \lambda}\right) - \left(e_e - e_p\right) \quad (17)$

همانطور که مشاهده میشود مشتقات بالا به دو کمیت ۷۰ و ۷۶ وابسته میباشند. برای کاهش این وابستگی، به یک حجم مخصوص و در نهایت کاهش تعداد مجهولات مساله، کمیت Φ بهصورت زیر تعریف میشود [۱۲]:

$$\Phi = \frac{v_e}{v_p} \tag{14}$$

کمیت Φ تنها تابعی از v و λ فرض می شود. با ترکیب معادلات (۱۰) و (۱۴) روابط زیر برای کمیتهای v_p و v_p بهدست می آید:

$$v_e = \frac{v\Phi}{\lambda + (1 - \lambda)\Phi} \tag{10}$$

$$v_p = \frac{v}{\lambda + (1 - \lambda)\Phi} \tag{19}$$

با توجه به فشار بسیار زیاد مخلوط واکنشی در طول ناحیهی واکنش (که حتی در انتهای ناحیه نیز به چند ده گیگا پاسکال می سد)، می توان با دقت قابل قبولی مقدار Φ را برابر ۱= Φ فرض کرد [۱۲]. در این صورت قانون مخلوط مورد استفاده برای محاسبه یحجم مخصوص مخلوط (رابطه(۱۰)) به صورت مورد استفاده با قوانین مخلوط حاضر به شکل ($V_{\rm e} = V_{\rm p}$ می باشد. به هنگام استفاده از نرخ سوزش مخلوط حاضر به شکل (e(p,v) می باشد. به هنگام استفاده از نرخ سوزش والسته به دما، استفاده از معادله حالت به شکل (p(v,r) می باشد. به هنگام استفاده از نرخ سوزش مخاول در این مورد استفاده با قوانین مخلوط حاضر به شکل (p(v,r) می باشد. به هنگام استفاده از نرخ سوزش می اولسته به دما، استفاده از معادله حالت به شکل (p(v,r) به همراه فرض تعادل دمایی ($p(v_p, p) = T_{\rm p}(v_p, p)$)

۵- نتایج

۵-۱- ارزیابی تئوری WK

در این قسمت، نتایج حاصل از تئوری WK، با نتایج حاصل از تئوریهای DSD (مرتبه اول) و تئوری شبه یک بعدی شارپ^۱ مقایسه شده است. معادلات حاکم در مدل DSD مرتبه اول (n-k) شباهت زیادی با معادلات WK دارند. به طوری که اگر از تقریب نرخ انبساط شعاعی متغیر ($n_k(x)$ ، در DSD مدل Wk استفاده شود، معادلات حاصل همانند معادلات تئوری DSD

1- Sharpe

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸ ۔

بمقدار (x)، به علت اینکه مقدار (x) در طول ناحیه واکنش از (0) بیشتر است، کمتر از (0)، می باشد. بنابراین کاهش فشار حاصل از جریان واگرا در حالت دوم (به هنگام استفاده از (0)، (ω) بیشتر خواهد بود. این موضوع باعث می شود که در این حالت پارامتر تولید فشار (رابطه (\mathfrak{F})) زودتر (در λ کوچکتری) صفر شود. در نتیجه طول ناحیه واکنش و همچنین انرژی آزاد شده از واکنش تا مکان صوتی (انرژی تاثیر گذار بر جبههی تراک) و به دنبال

آن سرعت انتشار تراک کمتر میشود.

هر دو روش در مقادیر کم انحنای جبههی تراک (که جزء فرضیات مدل WK است) از دقت نسبتا خوبی، در مقایسه با حل عددی مستقیم، برخوردار میباشند، اما با افزایش انحنا (کاهش شعاع انحنا) این نتایج از حل عددی مستقیم کاملاً متمایز میشوند. این تمایز در نتایج مدل DSD زودتر (در شعاع انحنای بزرگتر) رخ میدهد.



شکل ۲– (الف) نمودار سرعت انتشار تراک *G*، برحسب انحنای جبههی تراک، *۲*؛ (ب) نمودار فشار در مکان صوتی ^{*}*p* برحسب *۲*؛ (ج) نمودار چگالی در مکان صوتی ^{*}*p*، برحسب *K* و (د) نمودار سرعت ذره نسبت به آزمایشگاه در مکان صوتی ^{*}*u* ، برحسب *۲*، برای ماده منفجره ۹۵۰۲ - PBX با فرض معادله حالت پلی تروپیک و نرخ سوزش ساده (۱۸).

۸۱ –

در قدم بعدی مدل WK با تئوری شبه یک بعدی شارپ و همکاران [۱۴]، که برای شبیهسازی انتشار تراک در مواد منفجرهی غیرایدهآل، ارائه شده است مقایسه میشود. در این مدل از نرخ انبساط شعاعی متفاوتی استفاده شده است. ماده منفجره تحت مطالعه ^۱ANFO میباشد که مرجع [۱۴] با استفاده از معادله حالت شبه پلیتروپیک و نرخ سوزش وابسته به فشار (۱۹) به مطالعه آن یرداخته است.

$$\Re = G\left(\frac{p}{p_{ref}}\right)^n (1-\lambda)^m \tag{19}$$

در معادله حالت شبه پلی تروپیک ۲ تابعی چند جملهای از نسبت چگالی به چگالی اولیه، بهصورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 \frac{\rho}{\rho_0} + \gamma_2 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 \tag{(Y \cdot)}$$

ثوابــت ۱٫۸ و ۲ ثوابــت تجربــی بــوده و از بــرازش بــر دادههـای آزمایشگاهی بهدسـت میآینـد. ضرایب مـورد اسـتفاده بـرای محاسـبهی ۲،

Archive of SID

و همچنین نرخ سوزش برای این مسئله در جدول ۲ آمده است. نمودار سرعت تراک بر حسب شعاع انحنا و نمودار تغییرات فشار بر حسب فاصله از جبههی موج ضربهای ۲۰ مکان صوتی) بهترتیب در (فاصله مابین جبههی موج ضربهای تا مکان صوتی) بهترتیب در شکلهای ۳-(الف) و ۳-(ب) مشاهده میشوند. در شکل ۳-(الف) دادههای مثلثی و لوزی شکل مربوط به نتایج کد حاضر با فرض انبساط شعاعی متغیر((۲))) و ثابت ((0))) میباشند. همچنین دایرههای توخالی و خط پر از شبیهسازی عددی و حل شبه یک بعدی مرجع ۱۴ آورده شدهاند.

جدول ۲- ضرایب مورد استفاده در شبیه سازی ماده منفجره ANFO [۱۴].

1⁄0	γı	1/2	p _{ref} (GPa)	G (µs)	п	т	q (KJ/gr)	$ ho_0$ (gr/cc)	D _{cj} (mm/µs)
١٫٣٣٣٣	•,78784	•,• 48288	١	۰٬۰۳۵۷	۱٫۵	١	۳,۸۲۲	• ٫٨	۴,٧٩٧



شکل ۳- (الف) منحنی تغییرات سرعت تراک برحسب شعاع انحنا، دادههای مثلثی و لوزی شکل مربوط به نتایج کد حاضر با فرض انبساط شعاعی متغیر ((۵٫۵) و ثابت ((0٫۵) میباشند. همچنین دایرههای توخالی و خط پر، از شبیهسازی عددی و حل شبه یک بعدی مرجع ۱۴ آورده شدهاند؛ (ب) توزیع فشار بر حسب مسافت در طول ناحیهی واکنش، میباشند. همچنین دایرههای توخالی و خط پر، از شبیهسازی عددی و حل شبه یک بعدی مرجع ۱۴ آورده شدهاند؛ (ب) توزیع فشار بر حسب مسافت در طول ناحیهی واکنش، نتایج موجود برای حلهای شبه یک بعدی شارپ و WK در شعاع انحنای ۱۲۷/۳ mm ایکن صوتی و برای حل عددی در ستون ماده منفجره با قطر ۱۰۰ ستهای ناحیهی واکنش رسم شدهاند.

1- Ammonium Nitrate-Fuel Oil (AN /fuel oil /94/6)

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸ 🗕

همان طور که مشاهده میشود نتایج کد حاضر با μ متغیر برای $R_{\rm s}$ های بزرگتر از T۰۰ mm کاملا بر حل شبه یک بعدی مرجع ۱۴ مطابق می باشد. اما با کاهش شعاع انحنا این دو حل از هم مجزا می شوند به طوری که سرعت تراک پیش بینی شده توسط مدل WK بیشتر از مقدار حل شبه یک بعدی شارپ می شود. این تفاوت در توزیع فشار در ناحیه واکنش نیز (شکل ۳–(ب)) مشاهده می شود. به طوری که فشار حاصل از مدل WK در شعاع انحنای مشاهده می شود. به طوری که فشار حاصل از مدل TV/ سرعت این دو مدل را باید در فرضیات صورت گرفته برای ساده سازی معادلات اولر واکنشی و موجنین نرخ انبساط شعاعی متفاوت جستجو کرد. در شکل ۳–(ب) نتایج کد حاضر برای μ ثابت نیز رسم شده است. همان طور که انتظار می رفت باز هم بررسی هر سه شکل موجود مشاهده می شود که جواب های مدل μ ثابت بررسی هر سه شکل موجود مشاهده می شود که جواب های مدل μ ثابت

در شکل ۳-(ب)، توزیع فشار برای حلهای شبه یک بعدی شارپ و WK در شعاع انحنای ۱۲۷/۳ mm و تا مکان صوتی و برای حل عددی در ستون ماده منفجره با قطر ۱۰۰mm (شعاع انحنا در این قطر همان ۱۲۷/۳ mm میباشد.) و تا انتهای ناحیهی واکنش رسم شده است. با مراجعه به شکلهای مربوطه در دو مساله اخیر مشاهده میشود که در شعاعهای انحنای کم سرعت انتشار تراک بسیار از پیشبینی تئوری CJ کمتر بوده و در شعاعهایی به نصف سرعت CJ و حتی کمتر از آن نیز میرسد. برای نمونه در شعاع انحنای mm ۲۰۰ سرعت انتشار تراک برابر ۴/۷۹۷ mm/μs میباشد، میتوان با توجه به اینکه سرعت تراک CJ برابر ۴/۷۹۷ mm/μs میباشد، میتوان



5-4- مقایسه تئوریهای CJ و WK در پیش بینی انتشار تراک در مواد منفجرهی ایدهآل

برای این مطالعه، ماده منفجره نیترومتان که یک ماده منفجرهی همگن و ایدهآل میباشد انتخاب شده است. برای این ماده ۲٫۳۵۵ KJ/gr میباشد انتخاب شده است. برای شبیه مازی حاضر از معادله حالت و $\rho_0=1,1$ ۳ gr/cc میباشند. برای شبیه سازی حاضر از معادله حالت پلی تروپیک و نرخ سوزش ساده وابسته به فشار به شکل زیر استفاده شده است:

$$\Re = G(1-\lambda)p^2 \tag{(1)}$$

استفاده از این نرخ سوزش برای شبیهسازی انتشار تراک پایا در مواد منفجره ی ایده آل و غیرایده آل بسیاری با موفقیت همراه بوده و هم اکنون در کد چیتا (CHEETAH) از آن استفاده می شود [۱] برای افزاش دقت این نرخ سوزش وابسته به فشار در مرجع ۱۵ مقدار *G* کالیبره شده مربوطه در هر شعاع انحنا نیز ارائه شده است. در شکل ۴-(الف) نتایج به دست آمده از مدل WK برای نیترومتان با نتایج تجربی مرجع ۱۵ مقایسه شده اند. در شکل ۴-(ب) نیز درصد خطای سرعته ای تئوری WK و تئوری CJ نسبت به سرعتهای تجربی مشاهده می شوند.



شکل ۴- (الف) نمودار سرعت تراک، برحسب انحنای جبههی تراک برای ماده منفجره نیترومتان؛ (ب) نمودار درصد انحراف از دادههای تجربی برای دو تئوری WK و CJ. نتایج فوق با فرض معادله حالت پلیتروپیک و نرخ سوزش وابسته به فشار (۲۱) بهدست آمدهاند.

لازم به تذکر است که تئوری CJ برای تمام شعاعهای انحنا، تنها مقدار ثابت $D_{CI} = P_i (TY79mm/\mu s)$ با یک خط چین مشخص شده است. با بررسی درصد خطاهای موجود برای
با یک خط چین مشخص شده است. با بررسی درصد خطاهای موجود برای
دو تئوری فوق ملاحظه میشود که اگر چه تئوری WK از دقت نسبتأ
بیشتری برخوردار است اما تئوری CJ نیز از دقت مهندسی بسیار بالایی بهره
می برد. بیشترین خطای حاصل از به کارگیری تئوری CJ تنها ۶۴۶٬۰ درصد
می باشد. در حالی که این مقدار برای تئوری WK برابر ۲۷۱۰ - درصد است.
این موضوع نشان می دهد که تئوری ICJ از دقت قابل قبولی در شبیه سازی
انتشار تراک پایا در مواد منهجرهی ایده آل برخوردار می باشد.

۵-۳- پیش بینی رابطهی بین سرعت انتشار تراک با قطر ستون ماده منفجره

اگرچه با حل معادلات WK میتوان رابطه بین سرعت انتشار تراک و شعاع انحنای جبههی پیشتاز را بهدست آورد، اما این معادلات رابطهای بین سرعت انتشار و قطر ستون ماده منفجره بهدست نمیدهند. برای این کار میتوان با مراجعه به نتایج آزمونهای تجربی رابطهای بین شعاع انحنا و قطر ستون ماده منفجره برقرار کرد. در شکل ۵-(الف) این دادههای تجربی برای سه ماده منفجره (۲۰۲/۶۰/۴۰ /TATB/Kel) TNT مایع و (۲۰/۱۰ -TATB/Kel) مراجعه یا منفجره و ۲۰۱۹ج/

Archive of SID

قطر زوال میباشد. دادههای موجود برای TNT مایع و ۲۰۲۹-X که هر دو از مواد منفجرهی همگن میباشند، وابستگی کمی را مابین *cala*_c/dia و *dia*/c نشان میدهند. اما این وابستگی برای ماده منفجره Comp B که یکی از مواد منفجرهی ناهمگن است، بسیار زیاد میباشد. معادله (۲۲) رابطهای است که از برازش بر روی دادههای تجربی شکل ۵-(الف) برای ماده منفجره B comp

$$\frac{dia}{R_c} = \frac{1 + 6(dia_{cr}/dia)^3}{3.5}$$
(77)

این رابطه با در نظر گرفتن diacr =۴٫۲۸ mm در شکل ۵–(الف) ترسیم شده است. همانطور که مشاهده میشود این رابطه درجه سه از دقت بسیار خوبی برخوردار میباشد. حال با استفاده از معادله حالت پلیتروپیک و نرخ سوزش ساده وابسته به فشار و معادله (۲۲) رابطه بین *D* و *dia*، با استفاده از تئوری WK بهدست آمده و با نتایج تجربی مرجع ۱۶ مقایسه میشود. این نتایج در شکل ۵–(ب) آورده شدهاند. در این شکل برای مقایسه سرعت بهدست آمده با سرعت Dr سرعت تراک با *DC* بی بعد شده است. برای ماده منفجره CompB چگالی اولیه، ۲۲/۵ هرای حاصل از انفجار $P_{0} = 1/۷$ gr/cc ب ثابت نرخ واکنش $P_{0} = 1/۷$ gr/cc q = 1 مقایسه سرعت به مریب میباشند [۸].



شکل ۵– (الف) رابطهی بین شعاع انحنای جبههی تراک و قطر خرج برای Comp B، ۲۰۱۹-X و TNT مایع؛ (ب) مقایسه منحنی سرعت– قطر بهدست آمده از تئوری WK با نتایج تجربی برای Comp B، نتایج فوق با فرض معادله حالت پلی تروپیک و نرخ سوزش وابسته به فشار (۲۱) بهدست آمدهاند.

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸

همان طور که مشاهده می شود نتایج به دست آمده از تئوری WK تا قطر خرج همان طور که مشاهده می شود نتایج به دست آمده رفته رفته کاهش می یابد. اما با عبور از این مرز، دقت نتایج به دست آمده رفته رفته کاهش می یابد. این موضوع می تواند بر اثر به کارگیری معادله حالت و نرخ سوزش ساده بیان شده و انتخاب ضریب نرخ واکنش ثابت برای هر شعاع انحنا اتفاق افتاده باشد. در شعاع انحنای ۲/۱ mm (آخرین نقطه از دادههای تجربی) درصد خطا برای تئوری CJ برابر ۱۷ درصد و برای تئوری WK بابر ۸/۸ درصد می باشد. این مقادیر نشان می دهند که اگرچه تئوری WK به مراتب دقیق تر از تئوری CJ می باشد، اما این تئوری نیز در انحناهای زیاد از دقت قابل قبولی برخوردار نمی باشد، اما این تئوری نیز در انحناهای زیاد از دقت قابل قبولی برخوردار نمی باشد، اما این تئوری نیز در انحناهای زیاد از دقت قابل قبولی برخوردار نمی باشد، اما این تئوری نیز در انحناهای زیاد از دقت قابل قبولی برخوردار می باشد، اما این تئوری می باشد، در قطرهای بسیار بزرگ (تراک منتشر نمی بارامتر x در مکان صوتی می باشد، در قطرهای بسیار بزرگ (تراک منتشر شده با سرعت CJ) برابر ۳۸ می ار ۱۰۹ می باشد. این مقدار در مقایسه با نتایج پارامتر x در مکان صوتی می باشد، در قطرهای بسیار بزرگ (تراک منتشر شده با سرعت CJ) برابر ۳۸ می از ۱۰۹ می باشد. این مقدار در مقایسه با نتایج شده با می می باشد. (کا تو می می باشد، در قطرهای بسیار بزرگ (تراک منتشر شده با می می باشد.

4-4- بررسی تاثیر مدلهای ترکیبی انتخابی بر دقت نتایج مدل WK

یک مدل ترکیبی^۱ از سه قسمت: معادله حالت واکنشگرها، معادله حالت محصولات و نرخ واکنش تشکیل شده است. برای بررسی تاثیر مدلهای ترکیبی بر دقت نتایج حاصله در ادامه کار دو مدل ترکیبی مختلف مورد بررسی قرار گرفتهاند. در ابتدا به معرفی مدل ترکیبی پیشنهادی توسط لی^۲ و تارور^۲ [۱۲] که در سال ۱۹۸۰ ارائه و بعدها توسط تارور و همکاران [۱۸] تکمیل شد پرداخته شده است. در این مدل از نرخ سوزش (واکنش) آغازش و رشد^۹ استفاده شده است. این نرخ سوزش بهترتیب از سه جمله آغازش، رشد آهسته و رشد سریع، بهصورت زیر، تشکیل شده است:

(۳۳)

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = \underbrace{I(1-\lambda)^{b} \left(\frac{\rho}{\rho_{0}} - 1 - a\right)^{x}}_{0\langle\lambda\rangle\lambda_{ig\,\max}} + \underbrace{G_{1}(1-\lambda)^{c} \lambda^{d} p^{y}}_{0\langle\lambda\rangle\lambda_{G1\max}} + \underbrace{G_{2}(1-\lambda)^{e} \lambda^{g} p^{z}}_{\lambda G2\min\langle\lambda\langle1\rangle}$$

2- Lee

Archive of SID

در این رابطه Jy x ،g ،e ،d ،c ،b ،a ،G₂ ،G₁ ،l و z کمیتهای ثابت میباشند. کمیت a یک تراکم بحرانی میباشد که برای جلوگیری از آغازش تا قبل از ایجاد درجه معینی از تراکم (یا یک فشار ورودی مشخص)، به کار می رود. نرخ آغازش زمانی که λ از کمیت $\lambda_{
m igmax}$ بیشتر شود برابر صفر قرار داده می شود. اولین نرخ رشد (رشد آهسته) نیز زمانی که λ از کمیت λ_{GImax} بیشتر شود λ برابر صفر قرار داده می شود. دومین نرخ رشد (رشد سریع) هم تا زمانی که λ کمتر از λ_{G2min} است برابر صفر فرض می شود. این مقادیر به صورت تجربی $\lambda_{ ext{G2min}}$ بهدست میآیند. اگر نرخ سوزش آغازش و رشد برای شبیهسازی انتشار موج تراک استفاده شود، جملههای فوق بهصورت زیر تعبیر می شوند. جمله اول بیانگر آغازش در ماده منفجره در اثر تراکم حاصل از عبور موج ضربهای پیشتاز و تشکیل نقاط داغ بههنگام انقباض حفرهها میباشد. کسر ماده منفجرهی واکنش داده تقریباً برابر حجم اولیهی حفرههای موجود میباشد. جمله دوم، تشكيل سريع محصولات گازي اصلي واكنش (CO₂، N₂، CO₂) CO و غیره) و متعاقب آن، انبساط و به تعادل رسیدن آنها را مدل میکند. جمله سوم نیز تشکیل ذرات کربن جامد به شکل الماس، گرافیت و یا کربن بىشكل را توصيف مىنمايد.

(20)

$$e = A\left[\frac{v_0}{R_1} - \frac{v}{\omega}\right] \exp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + B\left[\frac{v_0}{R_2} - \frac{v}{\omega}\right] \exp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right) + p\frac{v}{\omega}$$

5- Jones, Wilkins, Lee

www.SID.ir

- 22

³⁻ Tarver

⁴⁻ Ignition and Growth

درشکلهای۶-(الف) و ۶-(ب) رفتار نرخ سوزش آغازش و رشد و متغیر پیشرفت واکنش در طول ناحیه واکنش برای تراک تخت، که با سرعت *D*c در ماده منفجره ۹۵۰۲-PBX منتشر میشود، رسم شده است. در این شکلها از ثوابت تجربی موجود در جدولهای ۴ و ۵ استفاده شده است.

برای بررسی تاثیر مدلهای ترکیبی بر نتایج مدل WK به شبیهسازی تراک در ماده منفجرهی غیرهمگن PBX-۹۵۰۲ با دمای اولیه ۲⁶°۲ پرداخته شده است. این شبیهسازیها یک بار با استفاده از مدل ترکیبی لی و تارور (مدل ترکیبی آغازش و رشد) و یک بار با استفاده از مدل ترکیبی تشکیل شده از معادله حالت پلیتروپیک و نرخ سوزش ساده وابسته به فشار (مدل ترکیبی دوم) صورت گرفته است. ماده منفجره ۹۵۰۲-PBX از انواع مواد منفجرهی

چسبیده با پلاستیک^۱ بوده و از ۹۵٪ ذرات ماده منفجره TATB بههمراه ۵٪ چسب پلیمری Kel-F۸۰۰ تشکیل و تا نزدیکی بیشینه چگالی ممکن فشرده شده است. این ماده منفجره بهطور قابل توجهی به آغازشهای تصادفی غیرحساس بوده و از اینرو موضوع تحقیقات بسیاری قرار گرفته است. در شکلهای ۷–(الف) و ۷–(ب) نتایج مطالعات حاضر در کنار نتایج تجربی شکلهای ۷–(الف) و ۷–(ب) نتایج مطالعات حاضر در کنار نتایج تجربی ترسیم شدهاند. نتایج شکل ۷–(الف) با استفاده از مدل ترکیبی دوم برای $D_{CI} = V/NA mm/\mus$ و ۳/۷۸۳ KJ/gr $\rho_0 = 1/A۹۵$ gr/cc با بهدست آمده است. بازهم برای افزایش دقت نرخ سوزش وابسته به فشار در هر شعاع انحنا، از G کالیبره شده مربوطه استفاده شده است. این مقادیر در جدول ۳ آورده شدهاند.



شکل ۶– (الف) نرخ سوزش بر حسب متغیر پیشرفت واکنش در مدل آغازش و رشد و (ب) توزیع متغیر پیشرفت واکنش در طول ناحیه واکنش در مدل آغازش و رشد برای انتشار تراک تخت (تراکی که انحنای آن صفر است) در ماده منفجره ۹۵۰۲-PBX.

PBX-۹۵۰۱ با دمای اولیه ۲۴°C [۱۵].	برای ماده منفجره ′	سوزش وابسته به فشار	ایب مورد استفاده در نرخ س	جدول ۳ - ضر
-----------------------------------	--------------------	---------------------	---------------------------	--------------------

R _c (mm)	۶۳۷	222	771	١٢٨	٨٧	۶۵	84	۴.	٣٣	۲۸	74
G (μs ⁻¹ GPa ⁻²)	•,••A	•,• •	•,• ••	•,• ١٣	۰,۰۱۵	۰,·۱۷	۰,·۱۷	•,• ٢٢	۰,۰۲۵	•,•٣	•,•٣

1- Plastic Bonded Explosive (PBX)

مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸ ۔

در این مطالعه علاوه بر بررسی دقت مدل WK به بررسی توان فشار در نرخ سوزش وابسته به فشار نیز پرداخته شده است. همان طور که مشاهده می شود برای ماده منفجره تحت مطالعه با افزایش توان فشار n از ۲ تا ۲٫۱۵ نتایج حاصل بهنتایج تجربی نزدیکتر می شوند. به طوری که در شعاع انحنای ۱۲۸mm درصد خطا از ۱٫۷۵ به ۲٫۳۵ کاهش می یابد.

مطالب فوق نشان میدهد که نرخ سوزش مورد استفاده در مدل WK تاثیر بهسزایی بر دقت این تئوری داشته و با انتخاب نرخ سوزش دقیقتر و کالیبره

کردن ضرایب ثابت آن میتوان دقت نتایج بهدست آورده را بهبود داد. نمودار D-K حاصل از مدل WK (با نرخ انبساط متغیر) به کمک مدل ترکیبی آغازش و رشد، به همراه دادههای تجربی موجود در مرجع ۱۵ در شکل V-(ب) رسم شدهاند. ضرایب تجربی مورد استفاده در نرخ سوزش آغازش و رشد و معادله حالت JWL در جداول ۴ و ۵ آورده شدهاند. همان طور که مشاهده میشود نمودار مدل WK از انطباق نسبتاً خوبی بر دادههای تجربی برخوردار میباشد.



شکل ۷– (الف) نمودار *D-K* برای ماده منفجره ۹۵۰۲-PBX با دمای اولیه ۲۴°C به کمک مدل ترکیبی دوم و (ب) به کمک مدل ترکیبی آغازش و رشد.

ضرایب نرخ آغازش									
I (μs ⁻¹)	I (µs ⁻¹) a b x							λ_{igmax}	
۴,• E+۶	۴,• E+۶ •,۲۱۴				۰ ٬۶۶۷	٧	•	۰,۰۲۵	
			م	د اول و دو	ضرایب نرخ رش				
$G_1(GPa^{-2}\mu s^{-1})$	с	d	у	λ_{G1max}	$G_2 (GPa^{-1}\mu s^{-1})$	e	g	Z	λ_{G2min}
۱۱۰۰,• E-۴	۶۶۷	۱,۰	۲,۰	• ٫٨	۳۰,۰ E-۲	• ,894	۱ ۶۶۷	۱,۰	• ٫٨

جدول ۴- ضرایب نرخ سوزش آغازش و رشد برای ماده منفجره PBX-۹۵۰۲ [۲۱].

.[71] PBX-96+7	ماده منفجره	حالت JWL برای	ايب معادله	ل ۵ – ضر	جدوا
----------------	-------------	---------------	------------	-----------------	------

ضرایب JWL ماده منفجره										
(gr/cc) $ ho_0$	A (GPa)	B (GPa)	R_1	R_2	ω	C_{ν} (GPa/K)				
۱/۸۹۵	۶۳۲۰۷	-8,.2.8	۳.۱۱	۱,۱۳	۰٫۸۹۳۸	т / f ху е-т				
ضرايب JWL محصولات انفجار										
(GPa) E_0	A (GPa)	B (GPa)	R_1	R_2	ω	C_{ν} (GPa/K)				
۷,۱۵۸	1881,44	۷۱٬۹۹	۶,۲	۲,۲	۵, ۰	۱/• E-۳				

۲٤_

برای جمعبندی نتایج بهدست آمده برای PBX-۹۵۰۲ با دمای اولیه C۴^oC، نمودارهای حاصل از مدل ترکیبی آغازش و رشد (I&G) و مدل ترکیبی دوم با توان نرخ سوزش ۲٬۱۵، به همراه نتایج حاصل از کد چیتا و نتایج تجربی موجود، در شکل ۸ گردآوری شدهاند. این شکل نشان میدهد که انتخاب مدل ترکیبی آغازش و رشد در کار حاضر باعث دستیابی به نتایج دقیقتری شده است. همچنین با توجه به این شکل مشاهده می شود که نتایج به دست آمده در تحقیق حاضر از دقت بیشتری نسبت به نتایج کد چیتا برخوردار میباشند. کد چیتا نیز از مدل WK استفاده میکند. مدل ترکیبی مورد استفاده در کد چیتا از معادله حالت مرناقان ۲ برای مواد جامد، معادله حالت BKW^۲ برای محصولات انفجار و نرخ سوزش وابسته به فشار (۲۱) تشکیل شده است [1]. ثوابت تجربی مورد نیاز برای این مدل ترکیبی از بانک دادههای تجربی BKWC2 ،که تنها برای مواد منفجرهی ایدهآل کالیبره شده، بهدست آمدهاند. بنابراین می توان دقت کمتر نتایج این کد را به انتخاب این دسته دادهها مرتبط دانست. البته باید توجه داشت که در کد چیتا از نرخ انبساط شعاعی ثابت استفاده شده است که این موضوع نیز بر دقت نتایج حاصله تاثیر گذار میباشد.

۵-۵- بررسی تاثیر قوانین مخلوط بر دقت نتایج مدل WK

برای بررسی تاثیر قوانین مخلوط در مطالعات حاضر به شبیهسازی تراک در ماده منفجره ۹۵۰۲ PBX-۹۵۰۲ با دمای اولیه ۷۵°C پرداخته شده است. این شبیهسازی یک بار با استفاده از فرض تعادل فشاری و دمائی و بار دیگر با فرض تعادل فشاری و فرض $v = v_p = v = v$ صورت گرفته است. نتایج بهدست آمده بههمراه نتایج تجربی موجود در شکل ۹ رسم شدهاند. مقادیر ثابت مورد استفاده را میتوان در جداول ۴ و ۵ مشاهده کرد. البته با این تفاوت که برای استفاده را میتوان در جداول ۴ و ۵ مشاهده کرد. البته با این تفاوت که برای PBX-۹۵۰۲ با دمای اولیه ۲۵°C مقادیر ۹۸۶۲ GPa و E₀ =۶/۹GPa و F م ۹ مشاهده میشود، اگرچه هیچ کدام از نمودارهای بهدست آمده تطابق کاملی با مشاهده میشود، اگرچه هیچ کدام از نمودارهای بهدست آمده تطابق کاملی با تاتیج تجربی ندارند، اما بهصورت دو منحنی حدی که نتایج تجربی را در بر گرفتهاند عمل مینمایند. این شکل، تاثیرگذاری قوانین مخلوط بر نتایج حاصل از مدل WK را بهخوبی نشان میدهد. بهنظر میرسد که برای مساله حاضر استفاده از فرض تعادل دمائی در K های کوچکتر و فرض و $v_p = v_p = v_p$





شکل ۸- نمودار یD-R برای ماده منفجره PBX-۹۵۰۲ با دمای اولیه ۲۴°C، مقایسه نتایج حاضر با نتایج کد چیتا.



شکل ۹- نمودار ۲۰K برای ماده منفجره ۹۵۰۲-PBX با دمای اولیه ۷۵°۲ به کمک مدل ترکیبی آغازش و رشد، و قوانین مخلوط متفاوت.

۶- جمع بندی ونتیجه گیری

نتایج بهدست آمده از تحقیق حاضر با نتایج تجربی موجود برای ماده منفجره نیترومتان که یک ماده منفجرهی ایدهآل و همگن میباشد مقایسه شد. بررسی این نتایج نشان داد که تئوری CJ از دقت مناسبی برای محاسبه سرعت انتشار تراک در مواد ایدهآل برخوردار بوده و برای اینگونه مواد میتوان با اطمینان از آن استفاده کرد. این مقایسه برای مواد غیرایدهآل نیز صورت پذیرفت، نتایج بررسیها نشان داد که برای اینگونه مواد استفاده از

¹⁻ Murnaghan

²⁻ Becker, Kistiakowsky, Wilson

- [6]. Bdzil, J.B., "Perturbation methods applied to problems in detonation physics", Proceedings of the 6th International Symposium on Detonation, Coronado, California, August 24-27, 1976, pp. 352-370.
- [7]. Bdzil, J.B., "Steady-state two-dimensional detonation", J. Fluid Mech., 1981, Vol. 108, pp. 195–226.
- [8]. Chan, S.K., "A theory to predict the velocity-diameter relation of explosives", Proceedings of the 7th International Symposium on Detonation, Annapolis, Maryland, 16-19 June, 1981, pp. 589–601.
- [9]. Bdzil, J.B., Stewart, D.S., "Modeling two-dimensional detonations with detonation shock dynamics" The Physics of Fluids, 1989, Vol. 1(7), pp.1261–1267.
- [10]. Fickett, W., Davis, W.C., "Detonation: Theory and Experiment", Dover Publications: New York, INC., 2000.
- [11]. Fried, L.E., Howard, W.M., Souers, P.C., Haselman, L., "Adding kinetics and hydrodynamics to the CHEETAH thermochemical code", Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, January 15, 1997.
- [12]. Stewart, D.S., Yoo, S., Davis, W.C., "Equation of state for modeling the detonation reaction zone", Proceedings of the 12th International Detonation Symposium, San Diego, California, 11-16 August, 2002, pp. 624–634.
- [13]. Bdzil, J.B., Stewart, D.S., Jackson T.L., "Program burn algorithms based on detonation shock dynamics: discrete approximations of detonation flows with discontinuous front models", Journal of Computational Physics, 2001, Vol. 174, pp. 870–902.
- [14]. Sharpe, G.J., Braithwaite, M. "Steady non-ideal detonations in cylindrical sticks of explosives", Journal of Engineering Mathematics, 2005, Vol. 53, pp. 39–58; Braithwaite, M., Cunningham, C.V.B. and Sharpe, G.J., "Modeling and Numerical Steady non-ideal detonations in cylindrical sticks of explosives", Proceedings of the 13th International Detonation Symposium, Norfolk, Virginia, 23-28 July, 2006, pp. 90–96.
- [15]. Souers, P.C., "A library of prompt detonation reaction zone data", Lawrence Livermore National Laboratory Report, UCRL-ID-130055, Rev. 1, June, 1998.
- [16]. Campbell, A.W., Engelke, R., "The diameter effect in high density heterogeneous explosives", Proceedings of the Sixth International Detonation Symposium, Coronado, California, August 24-27, 1976, pp. 642–652.
- [17]. Lee, E.L., Tarver, C.M., "Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives", Physics of Fluids, 1980, vol. 23, no. 12, pp. 2362–2372.

تئوری CJ می تواند منجر به خطای قابل ملاحظهای شود. برای غلبه بر این مشکل در کار حاضر از تئوری WK استفاده شد. برای بررسی دقت تئوری WK نمودارهای سرعت انتشار تراک برحسب شعاع انحنای جبهه (یا انحنای جبهه) رسم شد. این نمودارها بر دقت خوب مدل WK در انحناهای کم دلالت دارند. همچنین مقایسه نتایج بهدست آمده، از دقت بیشتر مدل نرخ انبساط شعاعی متغیر ($\omega_{\rm r}(x)$ نسبت به نرخ انبساط شعاعی ثابت ($\omega_{\rm r}(x)$ حکایت می کند. استفاده از مدل ترکیبی آغازش و رشد، باعث بهبود در جوابهای بهدست آمده شد. اما باید توجه داشت که استفاده از معادله حالت JWL و نرخ سوزش آغازش و رشد بهعلت تعداد زیاد ضرایب تجربی آنها و همچنین پیچیدهتر بودن محاسبه مشتقات تحلیلی، از پیچیدگی بیشتری برخوردار است. کالیبراسیون دقیق ضرایب تجربی مورد استفاده در معادله حالت و نرخ سوزش نیز از دیگر عوامل موثر در بهبود نتایج بهدست آمده از مدل WK می باشند. به عنوان مثال، در کار حاضر تاثیر توان جمله فشار در نرخ سوزش وابسته به فشار مورد بررسی قرار گرفت و نشان داده شد که می توان با دقت در انتخاب آن به نتایج بسیار بهتری دست یافت. در انتها نیز با بررسی قوانین مخلوط مورد استفاده مشاهده شد که برای نیل به نتایج بهتر استفاده از این روابط باید با حساسیت بیشتری همراه باشد.

۷. مراجع

- Howard, W.M., Fried, L.E., Souers, P.C., Haselman, L., "Kinetic modeling of non-Ideal explosives with CHEETAH", Proceedings of the 11th International Detonation Symposium, Snowmass, Colorado, 30 August-4 September, 1998, pp. 998–1006.
- [2]. Cooper, P.W., "Explosives engineering," WILEY-VCH Publishers Inc.: New York, 1996; pp. 278–287.
- [3]. Esen, S., "A non-Ideal detonation model for evaluating the performance of explosives in rock blasting", Rock Mech. Rock Engng., 2006.
- [4]. Wood, W.W., Kirkwood, J.G., "Diameter effect in condensed explosives. The relation between velocity and radius of curvature of the detonation wave", J. Chem. Phys., 1954, Vol. 22, pp. 1920– 1924.
- [5]. Erpenbeck, J.J., "Steady quasi-one-dimensional detonations in idealized systems," The Physics of Fluids, 1969, Vol. 12, pp. 967–982.

```
مجله علمی- پژوهشی مواد پرانرژی، سال چهارم، شماره ۲، شماره پیاپی ۸، پاییز و زمستان ۸۸
```

_۲٦

- [18]. Tarver, C.M., Hallquist, J.O. and Erickson, L.M., "Modeling short-pulse duration shock initiation of solid explosives", The 8th Symposium (International) on Detonation, Albuquerque, New Mexico, 15-19 July, 1985, pp. 951–960.
- [19]. Souers, P.C., Wu, B., Haselman, L.C., "Detonation equation of state at LLNL, 1995", Lawerence Livermore National Laboratory, February 1996.
- [20]. Bdzil, J.B., Short, M., Sharpe, G.J., Aslam, T.D., Quirk, J.J., "Higher-order DSD for detonation propagation: DSD for detonation driven by multi-step chemistry models with disparate rates", Proceedings of the 13th International Detonation Symposium, Norfolk, Virginia, 23-28 July, 2006, pp. 726–736.
- [21]. Tarver, C. M., McGuire, E. M., "Reactive flow modeling of the interaction of TATB detonation waves with inert materials", Proceedings of the 12th International Detonation Symposium, San Diego, California, 11-16 August, 2002, pp. 641–650.