

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی

تحلیل خطی ساختار و پایداری موج دتونیشن تحت تأثیر اختلالات دو بعدی

##

##

محمد فرشچی علیرضا برخوردار هادی مهربان
دانشیار دانشکده هوافضا دانشجوی دکترای پیشراش دانشجوی کارشناسی ارشد پیشراش
تهران- دانشگاه صنعتی شریف - دانشکده مهندسی هوافضا
تهران- پژوهشکده سیستمهای پدافند هوایی

چکیده: در این تحقیق تأثیر اختلالات دو بعدی بر روی پایداری موج دتونیشن در گاز ایده ال بصورت خطی مورد بررسی قرار گرفته است. مدل واکنش شیمیایی مخلوط گازی بشکل واکنش یک مرحله ای آرینوسی در نظر گرفته شده است. برای تحلیل پایداری ساختار موج دتونیشن از تکنیک شوتینگ با انتگرالگیری بین موج شوک و انتهای ناحیه واکنش استفاده گردیده است. نتایج بدست آمده شامل تغییرات نرخ رشد و فرکانس اختلالات عرضی نسبت به تغییر پارامترهای میدان دتونیشن میباشد. پارامترهای میدان دتونیشن شامل: سرعت دتونیشن، مقدار حرارت آزاد شده در واکنش شیمیایی، انرژی اکتیواسیون و نسبت گرمای ویژه مخلوط گازی است. منحنی های مرزهای پایداری نیز بخش دیگری از نتایج بدست آمده میباشد. در پایان تأثیر اختلالات بعد دوم (عرضی) بر روی رفتار پایداری موج دتونیشن و تفاوت آن نسبت به تحلیل یکبعدی پایداری و مکانیزمهای فیزیکی مربوطه مورد بحث قرار گرفته است.

واژه های کلیدی: دتونیشن؛ پایداری؛ تحلیل خطی؛ اختلالات عرضی؛ واکنش یک مرحله ای

۱- مقدمه

موج دتونیشن پیشرونده در یک مخلوط گازی سوخت و اکسید کننده، شامل یک جبهه شوک و یک ناحیه واکنش[#] شیمیایی در پشت شوک میباشد که با سرعتی حدود $1000-2000$ m/s حرکت میکند. با عبور شوک از میان گاز، دما و فشار آن افزایش یافته و شرایط برای واکنش شیمیایی مهیا میگردد. انبساط ناشی از حرارت آزاد شده در واکنش احتراقی نیز شوک را به پیش خواهد راند. ساده ترین مدل موج دتونیشن، ساختار یکبعدی دائم میباشد که اولین بار بصورت مستقل توسط زلدویچ، ون نیومن و دورینگ ارائه گردید که به ساختار ZND معروف است. کمترین سرعت ممکن برای یک موج دتونیشن خود-ماندگار^۱، به سرعت دتونیشن چاپمن-ژوگت^۲ (CJ) موسوم است و آن موج دتونیشنی است که برای یک واکنش گرمزای برگشت ناپذیر، سرعت جریان در انتهای ناحیه واکنش (ناحیه تعادل) نسبت به موج شوک، مساوی سرعت صوت موضعی گردد. در صورتی که سرعت موج دتونیشن بیشتر از سرعت CJ باشد، دتونیشن "بیش رانده"^۳ نامیده میشود. برای[#]

^۱ - Self-Sustain

^۲ - Chapman-Jouguet

^۳ - Overdriven

مدل واکنش شیمیایی یک مرحله ای آرنیوسی¹ در یک گاز ایده ال، ساختار دتونیشن توسط چهار پارامتر انرژی اکتیواسیون، مقدار حرارت آزاد شده، عدد ماخ دتونیشن و نسبت گرمای ویژه مخلوط گازی تعیین میشود.

در عمل، موج دتونیشن یکبعدی پایدار بندرت دیده شده است. بعنوان نمونه، موج دتونیشن پیشرونده در یک کانال با مقطع چهار ضلعی، بواسطه ناپایداری سه بعدی در مسیر حرکت خود بر روی دیواره دوده اندود، سلولهای لوزی شکلی از خود بجای میگذارد. این سلولها در اثر ورتیسیتته ناشی از تداخل شوک و امواج آکوستیک عرضی (نقاط سه گانه) تولید میشوند. بصورت تجربی مشاهده شده است که با تغییر فشار اولیه و یا خواص مخلوط گازی میتوان اندازه و درجه نظم سلول دتونیشن را تغییر داد. با این اوصاف، درک و توجیه فیزیکی رفتار ناپایدار موج دتونیشن و نحوه تشکیل سلولهای دتونیشن و ارائه مدلهای تحلیلی و عددی مناسب بواسطه کاربردهایی مانند موتور پالس دتونیشن اهمیت فراوانی می یابد.

تحلیل خطی اثرات اختلالات عرضی بر روی موج دتونیشن مسطح در یک گاز ایده ال با واکنش شیمیایی با مدل آرنیوسی یک مرحله ای، اولین بار توسط ارپنیک² (۱۹۶۲-۱۹۷۰)، مورد بررسی قرار گرفت [1]. ارپنیک با استفاده از تبدیل لاپلاس، پایداری یا ناپایداری دتونیشن را بصورت نقطه ای محاسبه و با استفاده از میانمایی، مرزهای پایداری خنثی را بدست آورد. روش ارپنیک هیچ نوع اطلاعاتی در زمینه تعداد مدهای پایداری، نرخ رشد و فرکانس و همچنین نحوه تغییرات پارامترهای اختلالی در میدان جریان دتونیشن بدست نمیدهد. برای فهم دقیق دینامیک تولید سلول دتونیشن و تحلیل پایداری آن، داشتن چنین اطلاعاتی ضروری است.

در سال ۱۹۹۰ لی و استوارت³ با استفاده از روش تحلیل مد نرمال، مسأله پایداری خطی دتونیشن یکبعدی را مورد بررسی قرار دادند. آنها پایداری ساختار دتونیشن را در غالب حل عددی مسأله با شرایط سرحدی بکمک تکنیک شوتینگ تحلیل نموده و مدهای ناپایدار، نرخ رشد و فرکانس ناپایداری، مرزهای پایداری خنثی و ساختار موج دتونیشن را بدست آوردند [2]. برای فهم دینامیک فرایند تولید سلول دتونیشن در ساده ترین شکل، لازم است که تحلیل خطی بصورت دو بعدی انجام گردد. مدل واکنش شیمیایی نیز محدود به مدل یک مرحله ای آرنیوسی میگردد. زیرا این مدل ساده ترین مدل واکنش واقعی بوده و در ضمن تعداد پارامترهای ورودی نیز کاهش می یابد. این تحلیل بر اساس کارهای شرت و استوارت (۱۹۹۸) بوده و در آن پایداری خطی نسبت به اختلالات پریودیک عرضی در یک موج دتونیشن مسطح دائم مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات خطی اختلالی بر اساس روش لی و استوارت بصورت عددی و با استفاده از الگوریتم شوتینگ برای مساله با شرایط سرحدی حل گردیده است. بدین ترتیب، نرخ رشد و فرکانس اختلالات نسبت به تغییرات عدد موج (طول موج) عرضی، منحنی های پایداری خنثی و رفتار پارامترهای اختلالی در میدان موج دتونیشن محاسبه گردیده است. در پایان نیز نتایج بدست آمده مورد بحث قرار گرفته است.

۲- مدل ریاضی

معادلات حاکم بر رفتار هیدرودینامیکی موج دتونیشن، معادلات اوایلر واکنشی تراکم پذیر میباشد. در موج دتونیشن بواسطه سرعت مافوق صوت آن، اثرات هدایت حرارتی، لزجت و تشعشع قابل صرفه نظر کردن میباشد. در شکل بدون بعد معادلات اوایلر بصورت زیر خواهند بود :

¹ - Arrhenius

² - Erpenbeck

³ - Lee & Stewart

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u}^\ell = 0, \quad \frac{D\mathbf{u}^\ell}{Dt} + \frac{1}{\rho} \nabla p = 0, \quad \frac{De}{Dt} + p \frac{D(1/\rho)}{Dt} = 0 \quad (1)$$

در روابط فوق $\mathbf{u}^\ell = (u_1^\ell, u_2^\ell)$ بردار سرعت، p و ρ فشار و چگالی بدون بعد و e نیز انرژی داخلی مخصوص میباشد. مشتق مادی نیز عبارتست از:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t^\ell} + u_1^\ell \frac{\partial}{\partial x^\ell} + u_2^\ell \frac{\partial}{\partial y^\ell}$$

اندیس ℓ در مختصات دکارتی (x, y) ، بر روی مولفه های سرعت و زمان بیانگر مختصات آزمایشگاه میباشد. واکنش شیمیایی توسط سینتیک یک مرحله ای آرنیوسی به شکل زیر مدل میگردد:

$$\frac{D\lambda}{Dt} = r \equiv K(1 - \lambda) \exp(-\theta/(p/\rho)) \quad (2)$$

پارامتر θ انرژی اکتیواسیون بدون بعد، K ضریب ثابت واکنش و λ نیز بیانگر ضریب پیشرفت واکنش میباشد. برای آغاز واکنش یعنی هنگامی که هیچ سوختی مصرف نگردیده $\lambda = 0$ و در پایان واکنش که تمامی سوخت مصرف گردیده $\lambda = 1$ خواهد بود. معادلات کالوریک و ایده ال حالت نیز عبارتند از:

$$\mathbf{e} = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} - q, \quad T = \frac{p}{\rho} \quad (3)$$

در روابط فوق، T دما و $q = \beta\lambda$ نیز بیانگر انرژی شیمیایی موضعی می باشد. پارامتر β بیانگر انرژی شیمیایی نهفته در مخلوط میباشد که بصورت گرمای واکنش آزاد میگردد. معیارهای بدون بعد سازی برای فشار، چگالی، دما و سرعت به ترتیب فشار، چگالی، دما و سرعت صوت \bar{c}_s پشت شوک میباشد. طول مشخصه برابر با طول نیمه واکنش در حالت دائم میباشد $(\bar{\ell}_c)$ ، یعنی فاصله از شوک تا نقطه ای که نیمی از واکنش دهنده مصرف گردیده است. زمان مشخصه نیز از تقسیم طول مشخصه بر سرعت صوت پشت شوک، $\bar{t}_c = \bar{\ell}_c / \bar{c}_s$ بدست می آید. کمیت های انرژی اکتیواسیون و حرارت آزاد شده بدون بعد بصورت زیر تعریف میگردد:

$$\theta = \frac{\gamma \bar{E}}{\bar{c}_s^2}, \quad \beta = \frac{\gamma \bar{Q}}{\bar{c}_s^2} \quad (4)$$

که \bar{E} انرژی اکتیواسیون با بعد و \bar{Q} حرارت آزاد شده با بعد میباشد. نوع دیگری از بدون بعد سازی ایندو پارامتر که توسط ارپنیک (۱۹۶۴) استفاده گردیده و در مراجع مختلف مورد استفاده قرار میگیرد، بشکل زیر خواهد بود:

$$E = \frac{\gamma \bar{E}}{\bar{c}_0^2}, \quad Q = \frac{\gamma \bar{Q}}{\bar{c}_0^2} \quad (5)$$

که در رابطه فوق \bar{c}_0 سرعت صوت جلوی شوک خواهد بود.

۳- ساختار موج دتونیشن دائم

با استفاده از معادلات اوپلر واکنشی میتوان حل دتونیشن یکبعدی را در حالت دائم بدست آورد. ساختار موج دتونیشن یکبعدی دائم را میتوان با استفاده از روابط رنکین-هوگونیوت و استفاده از معادله نرخ واکنش (۲) بدست آورد. فرض میگرد که دتونیشن به سمت چپ در امتداد مسیر $x^l = -D_s t^l$ حرکت میکند، که D_s عدد ماخ دتونیشن نسبت به سرعت صوت پشت شوک میباشد. بدین ترتیب فشار، سرعت و چگالی در میدان دتونیشن یکبعدی به صورت زیر:

$$p = a + (1-a)(1-bq)^{1/2}, \quad u_1 = \frac{(1-p)}{\gamma M_s} + M_s, \quad u_2 = 0, \quad \rho = \frac{M_s}{u_1} \quad (6)$$

در مختصات سوار بر شوک $x = x^l + D_s t^l$ بدست خواهد آمد. M_s عدد ماخ بلافاصله پشت شوک بوده و a و b ثابتهایی هستند که توسط روابط زیر تعریف میگردند:

$$M_s^2 = \frac{(\gamma-1)D^2 + 2}{2\gamma D^2 - (\gamma-1)}, \quad a = \frac{\gamma M_s^2 + 1}{(\gamma+1)}, \quad b = \frac{2\gamma(\gamma-1)M_s^2}{(1-a)^2(\gamma+1)} \quad (7)$$

نکته قابل توجه اینکه معادلات حالت دائم شرایط شوک را برقرار میسازند:

$$p = \rho = T = 1, \quad u_1 = M_s, \quad u_2 = 0, \quad \lambda = 0 \quad (8)$$

بدین ترتیب با استفاده از روابط (۶) و بر اساس تغییر پارامتر $0 \leq \lambda \leq 1$ میتوان ساختار موج دتونیشن یکبعدی دائم را بدست آورد. کمیت D بیانگر عدد ماخ دتونیشن نسبت به سرعت صوت در جلوی شوک میباشد. ماخ دتونیشن D از طریق تعریف فاکتور "بیش رانده" بدست خواهد آمد:

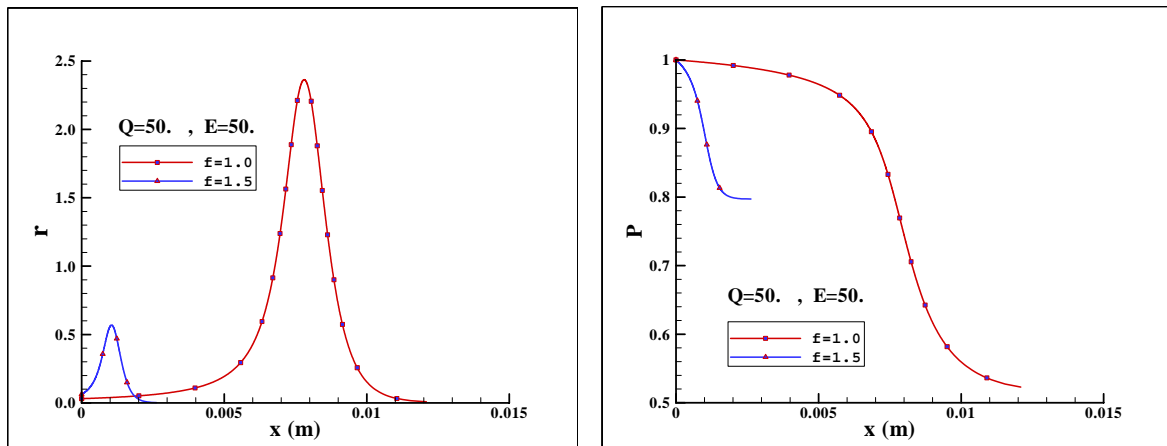
$$f = \left(\frac{D}{D_{CJ}} \right)^2 \quad (9)$$

که D_{CJ} سرعت دتونیشن چاپمن-ژوگت (CJ) یا عبارتی حداقل سرعت ممکن دتونیشن میباشد که با شرط صوتی شدن سرعت جریان در انتهای ناحیه واکنش که $q = \beta$ است، بدست خواهد آمد. بکمک روابط (۶) تا (۹) میتوان ساختار دتونیشن یکبعدی یکنواخت یعنی مدل ZND را محاسبه نمود. اینک میتوان با تغییر پارامترهای فاکتور "بیش رانده" f ، انرژی اکتیواسیون E و حرارت آزاده شده Q تغییرات ساختار موج دتونیشن دائم را بررسی نمود.

۳-۱- تغییر ساختار ZND به ازاء تغییرات فاکتور بیش رانده f

تغییرات ساختار دتونیشن دائم برای $Q = 50, E = 50, \gamma = 1.2$ به ازاء افزایش f در شکل (۱) رسم گردیده است. با افزایش f سرعت دتونیشن و در نتیجه دما و فشار و سرعت صوت بلافاصله پشت شوک افزایش خواهد یافت. بنابراین چون فشار، دما و سرعت جریان در طول ناحیه واکنش نسبت به پارامترهای پشت شوک بدون بعد میگردند، بنابراین با

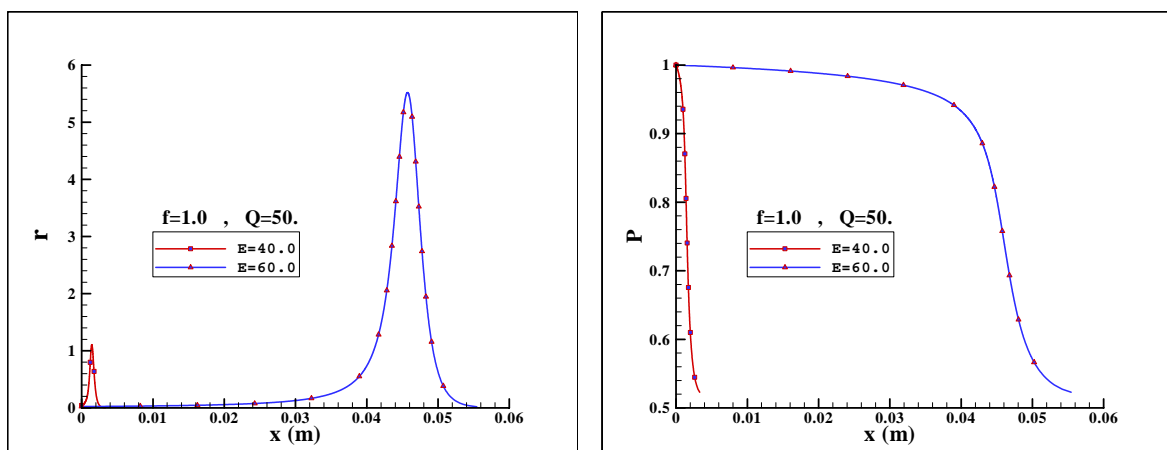
افزایش f ، کمیت‌های بدون بعد مذکور تغییرات کمتری را نشان خواهند داد. در ضمن با توجه به شکل (۱) ملاحظه می‌گردد که با افزایش f طول ناحیه دتونیشن کاهش می‌یابد. در مورد سرعت واکنش بایستی دقت نمود. سرعت واکنش در حالت بدون بعد با توجه به شکل (۱) با افزایش f کاهش یافته است. اما واقعیت این است که بواسطه کاهش زمان مشخصه نسبت به افزایش f و رابطه $\bar{r} = r/\bar{t}_c$ ، مقدار سرعت واکنش در حالت بدون بعد با افزایش f افزایش خواهد یافت. در صورتی که f به سمت بینهایت میل نماید، ضخامت موج دتونیشن بسمت صفر میل نموده و شبیه ساختار شوک در محیط خنثی خواهد شد (ارپنک ۱۹۶۴).



شکل ۱- ساختار ZND برای $Q = 50, E = 50, \gamma = 1.2$ به ازاء تغییرات f .

۳-۲- تغییر ساختار ZND به ازاء تغییرات انرژی اکتیواسیون

شکل (۲) تغییرات ساختار دتونیشن دائم را برای $f = 1, Q = 50, \gamma = 1.2$ در ازاء تغییرات انرژی اکتیواسیون نشان میدهد. با افزایش E انرژی بیشتری جهت شروع واکنش لازم است.



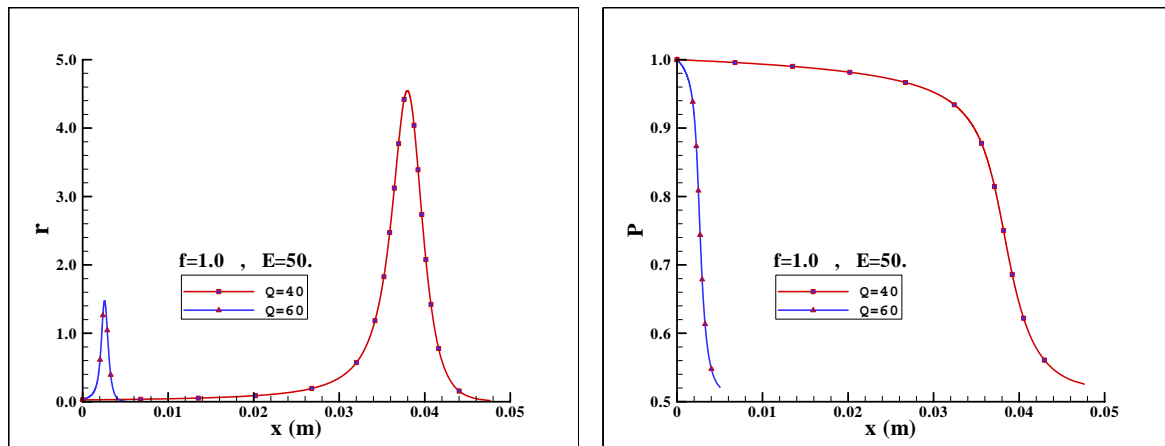
شکل ۲- ساختار ZND برای $f = 1, Q = 50, \gamma = 1.2$ به ازاء تغییرات انرژی اکتیواسیون.

بنابراین واکنش با تأخیر بیشتری آغاز شده و بواسطه افزایش زمان مشخصه و رابطه $\bar{r} = r/\bar{t}_c$ ، واکنش در حالت بدون بعد با سرعت کندتری انجام خواهد شد (بر خلاف رفتار منحنی های بدون بعد نرخ واکنش). تأخیر شروع واکنش نیز منجر به افزایش ضخامت موج دتونیشن خواهد شد. از آنجائیکه سرعت دتونیشن و مقدار حرارت آزاد شده در اینحالت ثابت است،

میزان افت یا افزایش پارامترهای جریان در طول میدان دتونیشن ثابت باقی خواهد ماند. با مقایسه شکل (۲) با شکل (۱) ملاحظه می‌گردد که افزایش ضریب f همانند کاهش انرژی اکتیواسیون عمل می‌نماید.

۳-۳- تغییر ساختار ZND به ازاء تغییرات حرارت آزاد شده

شکل (۳) تغییرات ساختار موج دتونیشن دائم را در ازاء تغییرات گرمای تولید شده توسط واکنش شیمیایی برای مقادیر $f = 1, E = 50, \gamma = 1.2$ نشان می‌دهد. افزایش مقدار حرارت آزاد شده توسط واکنش باعث می‌گردد که فشار در فاصله کوتاه‌تری افت نماید. این موضوع منجر به کوتاه شدن ضخامت موج دتونیشن نسبت به افزایش Q خواهد شد.



شکل ۳- ساختار ZND برای $f = 1, E = 50, \gamma = 1.2$ به ازاء تغییرات حرارت آزاد شده.

از آنجائیکه فاکتور f و یا عبارتی سرعت دتونیشن ثابت است، میزان افت فشار ثابت خواهد بود. با مقایسه نمودارهای شکل (۳) با شکل (۱) ملاحظه می‌گردد که اثر Q همانند f خواهد بود. مجدداً همانند توجیه دو قسمت قبل، با افزایش Q سرعت واکنش نیز افزایش خواهد یافت.

۴- تحلیل دو بعدی پایداری خطی

با استفاده از تحلیل مد نرمال^۱ میتوان مسأله پایداری خطی ساختار یک بعدی موج دتونیشن دائم را به ازاء اختلالات دو بعدی بررسی نمود. بدین منظور با تعریف دستگاه مختصات متصل به شوک میتوان نوشت:

$$x = x^\ell + D_s t^\ell - \psi(y, t), \quad t = t^\ell \quad (10)$$

که $\psi(y, t)$ بیانگر اختلال وارده بر روی شوک میباشد. این اختلال خطی بر ساختار دتونیشن دائم در شکل مد نرمال بصورت زیر تأثیر خواهد گذارد:

$$z = z(x) + z'(x) \exp(\alpha t + iky), \quad \psi = \psi' \exp(\alpha t + iky) \quad (11)$$

در این رابطه:

$$z = [v, u_1, u_2, p, \lambda]^T \quad (12)$$

^۱ - Normal-mode analysis

در رابطه فوق $v = 1/\rho$ میباشد. بخش حقیقی پارامتر α نشاندهنده نرخ رشد اختلال و بخش موهومی آن بیانگر فرکانس اختلال میباشد. پارامتر k نیز بیانگر عدد موج^۱ اختلال است. با جایگذاری روابط (۱۰) و (۱۱) در معادلات اوایلر واکنشی نهایتاً یک سیستم معادلات دیفرانسیل عادی برای پارامترهای اختلالی میدان جریان دتونیشن بصورت زیر بدست خواهد آمد:

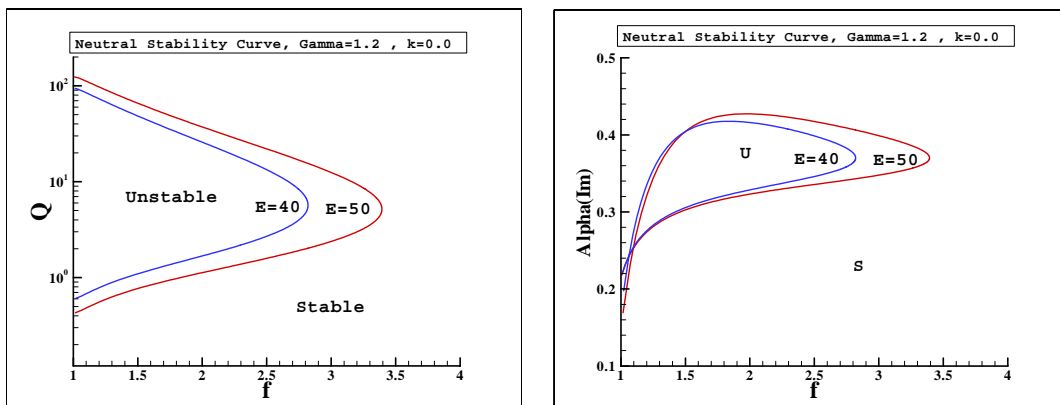
$$A \cdot \zeta_x + (\alpha + ikB \cdot C) \zeta - (\alpha + ikB \cdot C) z_x = 0, \quad \zeta = z'/\psi' \quad (13)$$

ماتریسهای A, B, C بر اساس پارامترهای دائم میدان جریان دتونیشن محاسبه خواهند شد. سیستم پنج معادله دیفرانسیل عادی تعریف شده در رابطه (۱۳) از طریق ۵ شرط مرزی روی شوک، محاسبه شده از روابط رنکین-هوگونیوت و همچنین یک شرط مرزی آکوستیک تکمیل میگردد. شرط مرزی آکوستیک در انتهای ناحیه واکنش بیان میدارد که هیچ نوع اختلالی از انتهای ناحیه واکنش بسمت بالادست و شوک منتشر نمیشود. سیستم فوق را میتوان بصورت عددی برای مقادیر مشخص Q, E, f, γ با استفاده از روش شوتینگ و انتگرالگیری از شوک بسمت انتهای ناحیه واکنش حل نمود (لی و استوارت ۱۹۹۰). برای حل دستگاه فوق با فرض یک مقدار اختیاری برای مقدار ویژه $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ و تعیین شرط مرزی پشت شوک و انتگرالگیری تا انتهای ناحیه واکنش شرط آکوستیک بررسی شده و نهایتاً در یک پروسه تکرار بکمک الگوریتم نیوتن-رافسون میتوان پارامترهای اختلالی $Z'(x)$ و مقادیر نرخ رشد و فرکانس اختلال را بدست آورد.

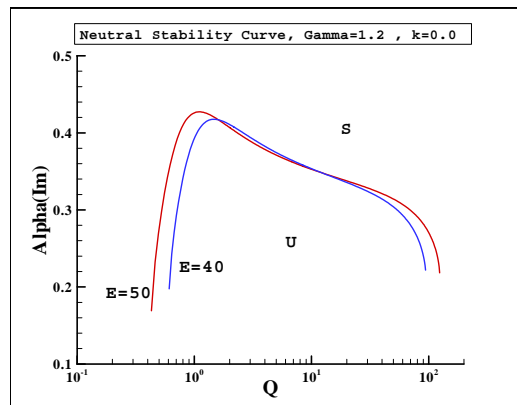
۴-۱- محاسبه مرزهای پایداری به ازاء اختلال طولی

در حالتی که عدد موج $k = 0.0$ باشد، اختلال فقط در جهت حرکت موج دتونیشن وجود داشته و عبارتی دتونیشن در مسیر حرکت خود نسبت به زمان نوسان خواهد کرد. برای محاسبه فرکانس مرز پایداری یا پایداری خنثی بایستی نرخ رشد اختلال $\text{Re}(\alpha)$ را مساوی صفر فرض نمود. بدین ترتیب با حل سیستم معادلات اختلالی فرکانس مرز پایداری بدست خواهد آمد. نمونه ای از این نتایج در شکل (۴) نشان داده شده است. این نمودارها تغییرات مرز پایداری را به ازاء تغییرات انرژی اکتیواسیون نشان میدهد. روی منحنی ها مقدار نرخ رشد اختلال صفر است. همانگونه که ملاحظه میشود به ازاء افزایش انرژی اکتیواسیون، ناحیه ناپایداری بزرگتر شده است.

مکانیزم فیزیکی توجیه کننده ناپایداری طولی مذکور متکی بر ناحیه القاء (تأخیر) پشت شوک میباشد. در حقیقت اختلالات دمایی تولید شده توسط اختلالات آکوستیک منعکس شده بین شوک و ناحیه واکنش باعث تغییرات در زمان القاء (تأخیر زمانی شروع واکنش) گردیده و بدین ترتیب ناحیه واکنش نسبت به شوک بسمت جلو و عقب نوسان خواهد کرد.



^۱ -Wavenumber

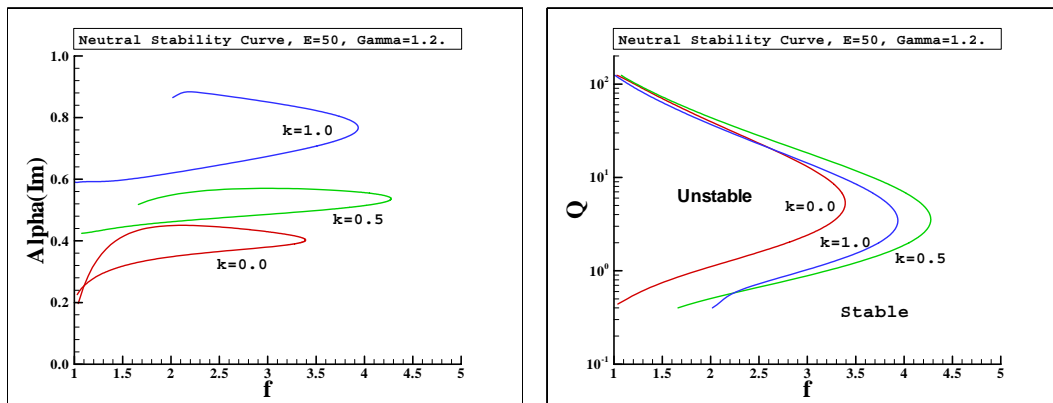


شکل ۴- منحنی مرزهای پایداری خشی به ازاء $E = 40, 50, \gamma = 1.2$.

نتایج تجربی نشان داده اند که پریود این نوسانات متناسب با تأخیر زمانی شروع واکنش میباشد(لی و استوارت ۱۹۹۰). بنابراین با افزایش انرژی اکتیواسیون، ناحیه تأخیر و در نتیجه زمان تأخیر بزرگتر شده و بدین ترتیب فرکانس نوسانات کاهش خواهد یافت. این موضوع در شکل (۴) نشان داده شده است. در ضمن با توجه به نمودار $Q-f$ ملاحظه میگردد که با افزایش f بواسطه کاهش ناحیه تأخیر، محدوده ناپایداری کاهش می یابد.

۴-۲- محاسبه مرزهای پایداری به ازاء اختلال طولی و عرضی

در صورتی که عدد موج مخالف صفر در نظر گرفته شود، در آنصورت اثر اختلالات دو بعدی عرضی روی میدان موج دتونیشن قابل بررسی است. بدین ترتیب میتوان مرزهای پایداری را محاسبه نموده و با حالت اختلال طولی تنها مقایسه نمود. نمونه ای از محاسبات مرزهای پایداری به ازاء اختلالات دوبعدی و مقایسه آن با نتایج یکبعدی در شکل (۵) نشان داده شده است.

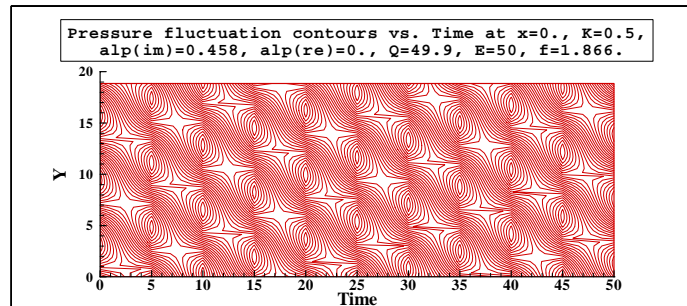


شکل ۵- منحنی مرزهای پایداری به ازاء تغییرات عدد موج اختلال عرضی برای $E = 50, \gamma = 1.2$.

همانگونه که مشاهده میگردد، ابتدائاً با افزایش k ، ناحیه ناپایداری وسیعتر شده و در ادامه با افزایش بیشتر عدد موج (کاهش طول موج اختلال عرضی) مجدداً ناحیه ناپایداری کوچک میگردد. این رفتار بیانگر این موضوع است که به ازاء یک عدد موج مشخص، ناپایداری به حداکثر خود میرسد. با توجه به شکل سمت چپ و در نظر گرفتن k ماکزیمم میتوان اینگونه توجیه نمود که اگر طول موج اختلالات عرضی که توسط $w = 2\pi/k$ بیان میگردد، هم مرتبه با طول ناحیه تأخیر باشد و یا

بعبارتی فرکانس نوسانات عرضی هم مرتبه با فرکانس نوسان طولی باشد، آنگاه همگیری بین اختلالات عرضی و طولی بوجود آمده و ناپایداری به حداکثر مقدار خود خواهد رسید. نکته دیگر اینکه با افزایش عدد موج فرکانس نوسان نیز بصورت یکنواخت افزایش خواهد یافت.

یکی از کاربردهای تحلیل خطی دو بعدی این است که میتوان روند تغییرات پارامترهای اختلالی میدان جریان نسبت به زمان را در هر مقطع از میدان دتونیشن بر حسب زمان ملاحظه نمود. یکی از این نتایج در شکل (۶) نشان داده شده است.

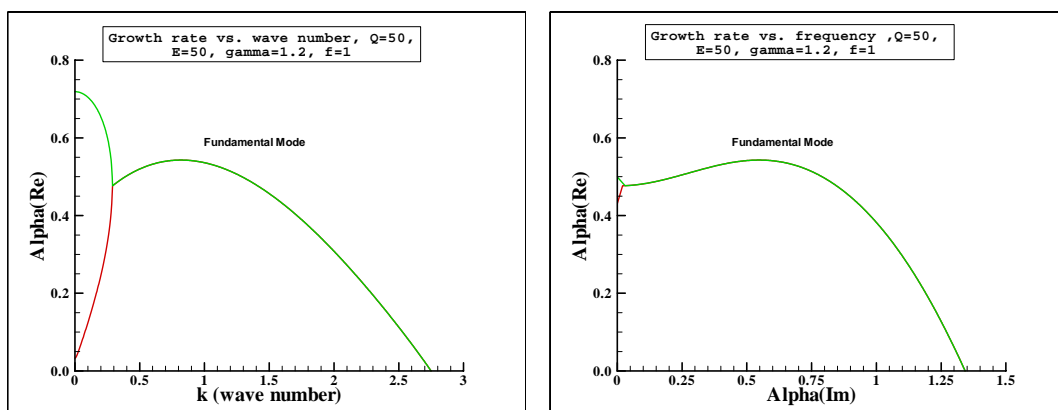


شکل ۶- کانتورهای فشار اختلالی در موقعیت شوک بر حسب زمان به ازاء $k = 0.5, Q = 49.9, E = 50, f = 1.866$.

در شکل فوق تغییرات فشار اختلالی در موقعیت شوک نسبت به زمان در عرض کانال نشان داده شده است. این نتایج به ازاء نرخ رشد صفر بدست آمده و موج دتونیشن را در مرز پایداری نشان میدهد. سلولهای دتونیشن بخوبی در این شکل مشخص است.

۳-۴- بررسی رفتار پایداری به ازاء تغییرات پارامتر f

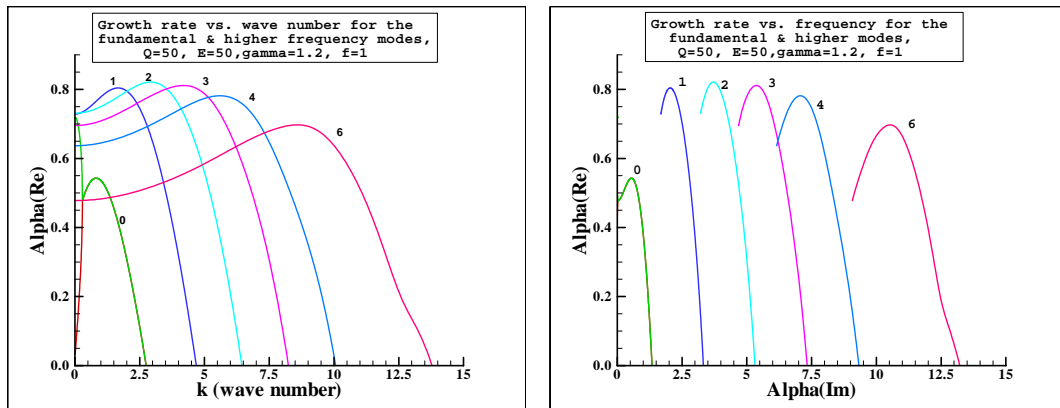
شکل (۷) تغییرات نرخ رشد را بر حسب تغییرات عدد موج و فرکانس اختلالی به ازاء $E = Q = 50, \gamma = 1.2, f = 1$ و برای مد ناپایدار با کمترین فرکانس نوسان (مد اصلی)، نشان میدهد. به ازاء $k < 0.3$ پارامتر نرخ رشد دو مقدار داشته و فرکانس نوسان نیز صفر است. در این محدوده ناپایداری از نوع نوسانی نبوده و به محض ایجاد اختلال با عدد موج بین $0 < k < 0.3$ ، شوک از ناحیه احتراق دور شده و موج دتونیشن از بین خواهد رفت.



شکل ۷- تغییرات نرخ رشد بر حسب تغییرات عدد موج و فرکانس اختلالی به ازاء $E = Q = 50, \gamma = 1.2, f = 1$.

به ازاء $k > 0.3$ اختلالات نوسانی بصورت عرضی در میدان دتوئیشن منتشر میگردند. در محدوده ناپایداری نوسانی، عدد موجی که نرخ رشد ماکزیمم را داراست، نشاندهنده طول موج غالب در میدان خواهد بود. با توجه به شکل فوق، عدد موج مربوط به ماکزیمم نرخ رشد مساوی $k = 0.8$ با نرخ رشدی معادل $\text{Re}(\alpha) = 0.55$ خواهد بود. شکل فوق همچنین نشان میدهد که با افزایش عدد موج (کاهش طول موج)، فرکانس نوسان نیز بصورت یکنواخت افزایش می یابد.

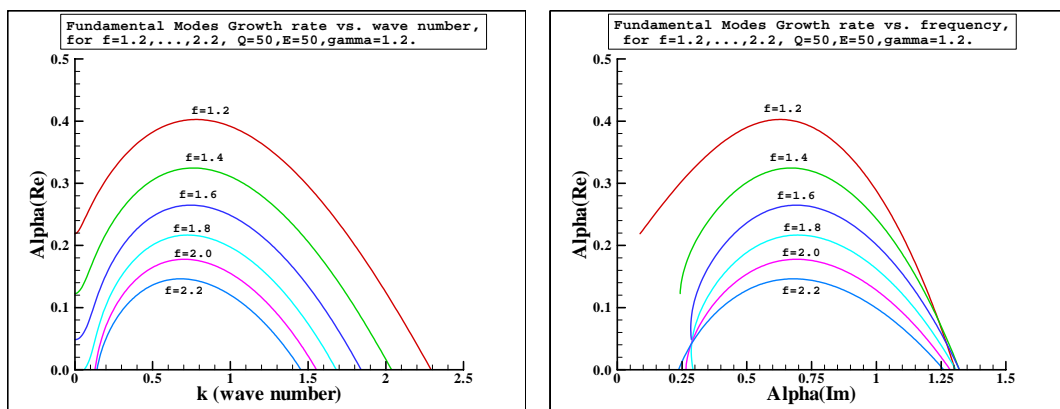
شکل (۸) مد اصلی نوسان را بهمراه مدهای ناپایدار با فرکانسهای بالاتر برای شرایط $E = Q = 50, \gamma = 1.2, f = 1$ نشان میدهد.



شکل ۸- مقایسه تغییرات نرخ رشد به ازاء تغییرات مدهای ناپایداری ($E = Q = 50, \gamma = 1.2, f = 1$).

همانطور که شکل (۸) نشان میدهد، برای هر یک از مدهای ناپایداری با افزایش عدد موج، ابتدا نرخ رشد افزایش یافته و به یک مقدار ماکزیمم (عدد موج غالب) میرسد. سپس با افزایش بیشتر عدد موج، نرخ رشد کاهش می یابد. فرکانس مربوط به هر مد نیز بصورت یکنواخت افزایش خواهد یافت. با توجه به شکل فوق، با افزایش شماره مد (به غیر از موج اصلی)، نرخ رشد به ازاء اختلال طولی ($k = 0.0$) کاهش می یابد. برای مدهای با فرکانس بقدر کافی بالا، منحنی محور عمودی شکل (۸) سمت چپ را قطع نخواهد کرد. بعبارتی برای مدهای با فرکانس بسیار بزرگ، نرخ رشد اختلال طولی ($k = 0.0$) منفی گردیده و موج دتوئیشن به ازاء مدهای با فرکانسهای بسیار بزرگ بصورت طولی پایدار خواهد بود.

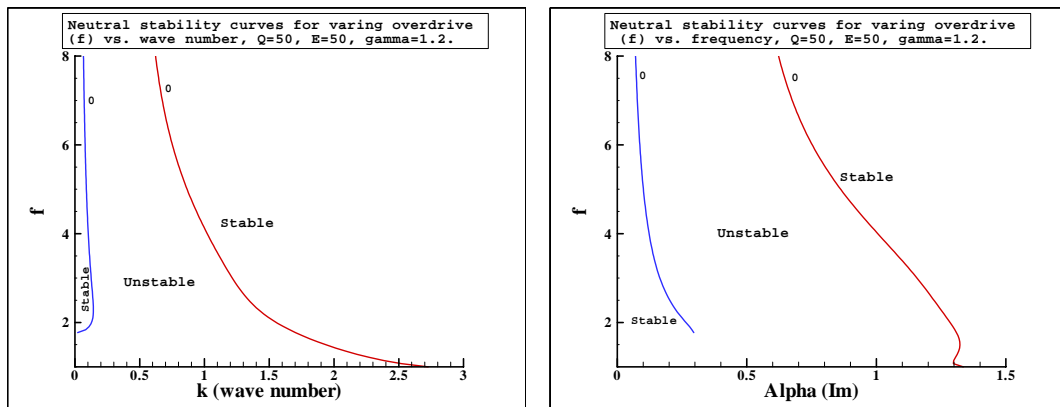
شکل (۹) تغییرات نرخ رشد مد اصلی اختلال را به ازاء تغییرات پارامتر f برای شرایط $E = Q = 50, \gamma = 1.2$ نشان میدهد.



شکل ۹- مقایسه تغییرات نرخ رشد مد اصلی بر حسب تغییرات پارامتر f به ازاء $E = Q = 50, \gamma = 1.2$.

با توجه به شکل (۹) ملاحظه می‌گردد که با افزایش پارامتر f ، ماکزیمم نرخ رشد کاهش می‌یابد. با افزایش f نرخ رشد اختلال یکبعدی ($k = 0$) نیز کاهش می‌یابد. ملاحظه می‌گردد که به ازاء $f \geq 1.8$ ، ناپایداری طولی از بین رفته و فقط ناپایداری بواسطه اختلال عرضی وجود خواهد داشت. بعبارتی به ازاء $f \geq 1.8$ ، تحلیل یکبعدی نشان می‌دهد که موج پایدار بوده در حالی که تحلیل دوبعدی بواسطه اختلال عرضی و وجود عدد موج غالب با نرخ رشد ماکزیمم، ناپایداری را نشان می‌دهد.

در صورتیکه مقدار نرخ رشد $\text{Re}(\alpha) = 0.0$ قرار داده شود، میتوان منحنی مرز پایداری را برای تغییرات پارامتر f بدست آورد. شکل (۱۰) منحنی مرز پایداری و نواحی پایدار و ناپایدار را به ازاء تغییرات f برای شرایط $E = Q = 50, \gamma = 1.2$ نشان می‌دهد.



شکل ۱۰- منحنی پایداری خنثی مد اصلی برای تغییرات پارامتر f و به ازاء $E = Q = 50, \gamma = 1.2$.

با توجه به شکل فوق مشاهده می‌گردد که با افزایش f ، ناحیه پایداری وسیعتر گشته و محدوده مربوط به اعداد موج ناپایدار کوچکتر خواهد شد. محدوده فرکانسهای ناپایدار نیز با افزایش f ، کوچک می‌گردد.

۵- نتایج و جمع بندی

مکانیزم فیزیکی توجیه کننده ناپایداری طولی متکی بر ناحیه القاء (تأخیر) پشت شوک میباشد. در حقیقت اختلالات دمایی تولید شده توسط اختلالات آکوستیکی موجود در ناحیه بین شوک و ناحیه واکنش باعث تغییرات در زمان تأخیر شروع واکنش گردیده و بدین ترتیب ناحیه واکنش نسبت به شوک نوسان خواهد کرد. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که با افزایش ضریب f طول ناحیه تأخیر کاهش یافته و محدوده ناپایداری کاهش می‌یابد. همچنین کاهش انرژی اکتیواسیون اثری همانند افزایش ضریب f دارد. در صورتیکه انرژی اکتیواسیون بیش از حد کوچک شود، طول ناحیه تأخیر بسیار کوچک شده و فضای کافی برای تولید و تکامل اختلالات آکوستیکی و ایجاد ناپایداری باقی نخواهد ماند.

با در نظر گرفتن اختلالات عرضی، نتایج نشان می‌دهند که برای شرایط مشخص، به ازاء عدد موج خاصی نرخ رشد ماکزیمم خواهد شد. در واقع این عدد موج بخصوص بیانگر طول موج عرضی غالب در میدان دتونیشن خواهد بود. نتایج در ضمن نشان می‌دهند که با افزایش f ، ناپایداری به ازاء اختلالات طولی بتدریج از بین میرود اما بواسطه اختلالات عرضی، ناپایداری میتواند ایجاد گردد. با افزایش f ، ماکزیمم نرخ رشد و همچنین محدوده عدد موج ناپایدار کاهش خواهد یافت.

- [1] Erpenbeck J. J.,1964," Stability of Idealized One-Reaction Detanations", Phys. Fluids,7,684-696.
- [2] Lee, H. I. & Stewart, D. S. (1990), "Calculation of linear detonation instability: one-dimensional instability of plane detonation", J. Fluid Mech. 216, 103-132.
- [3] Short, M. & Quirk, J. J. (1997), "On the nonlinear stability and detonability limit of a detonation wave for a model three-step chain-branching reaction", J. Fluid Mech. 339, 89-119.
- [4] Short, M. & Blythe, P. A. (2002), "Structure and stability of weak-heat-release detonations for finite Mach numbers", Proc. R. Soc. Lond. 458, 1795-1807.
- [5] Sharpe, G. J. (1999), "Linear stability of pathological detonations", J. Fluid Mech. 401, 311-338.
- [6] Short M., Stewart D. S.,1998," Cellular Detonation Stability. Part 1. A Normal-Mode Linear Analysis", Journal of Fluid Mechanics,368,229-262.
- [7] Fickett W., Davis W. C.,1979," Detonation".
- [8] Bourlioux A., Majda A. J.,1992," Theoretical and Numerical structure for Unstable Two-Dimensional Detonations", Combustion and Flame,90,211-229.

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی