

А.О. АВРАМЕНКО,¹ Б.І. БАСОК,¹ Д.А. ГАВРЮШЕНКО,² Д.В. АНАСТАСЬЄВ,¹
М.М. КОВЕЦЬКА¹

¹ Інститут технічної теплофізики НАН України
(Вул. Марії Капніст, 2а, Київ 03680; e-mails: tgetu.itf@gmail.com,
borys.basok@gmail.com, dmytro.anastasiev@gmail.com, kovetskamarigita@ukr.net;
<https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>, <https://orcid.org/0000-0002-8935-4248>,
<https://orcid.org/0009-0000-1440-3378>, <https://orcid.org/0000-0002-8455-4689>)

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601; e-mail: dg@univ.kiev.ua;
<https://orcid.org/0000-0002-8879-6714>)

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ІНТЕНСИВНІСТЬ ПРОЦЕСУ ДЕТОНАЦІЇ

УДК 532.536

У роботі теоретично досліджено детонацію в потоці ідеального газу, який рухається в магнітному полі. Отримано модифіковане рівняння Гюґоніо з урахуванням впливу магнітного поля на процес детонації, та параметри детонаційної хвилі. Показано, що під дією магнітного поля продукти горіння віддаляються від фронту детонації з надзвуковою швидкістю. Із збільшенням напруженості магнітного поля зростає й швидкість продуктів детонації. Отримано залежність, яка дає можливість оцінити вплив тепловиділення на параметри детонації.

Ключові слова: ударні хвилі, детонація, магнітне поле, рівняння Гюґоніо, процес детонації Жуге, швидкість продуктів детонації.

1. Вступ

Дослідження впливу магнітних полів на процеси горіння й вибуху становлять значний інтерес для різноманітних технічних застосувань, від енергетики до аерокосмічної техніки [1–3], зокрема, в цих роботах виявлено, що магнітне поле практично не впливає на детонаційний тиск, але значно впливає на структуру фронту ударної хвилі. В [3] показано, що магнітне поле впливає на структуру ударної хвилі та збільшує швидкість фронту горіння,

Цитування: Авраменко А.О., Басок Б.І., Гаврюшенко Д.А., Анастасєв Д.В., Ковецька М.М. Вплив магнітного поля на інтенсивність процесу детонації. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 6, 525 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

зокрема встановлено, що магнітне поле з індукцією від 0,4 до 0,5 Тл сильно впливає на поширення фронту горіння [3].

Електромагнітні хвилі від вибуху тринітротолуолу (тротил) експериментально досліджено, зокрема, в [4]. Спостереження показали, що електромагнітне випромінювання виникає після детонації потужних зарядів. Розширення продуктів детонації чинить сильний вплив на навколишнє повітря. Це спричиняє інтенсивну теплову хвилю $T \sim 11 \cdot 10^3$ К тривалістю ~ 20 мкс. Такі температури створювали значну іонізацію повітря й індуквані електричні та магнітні поля.

Механізм генерованого магнітного збурення було запропоновано в [5] на основі моделі термодинамічної рівноваги іонізації та магнітогідродинамічної (МГД) моделі з урахуванням магнітної дифузії. Магнітне збурення, викликане електро-

магнітною хвилею, що генерується вибухом, було змодельовано та порівняно з експериментальними даними.

Якісний аналіз структури електромагнітного поля під час детонації конденсованої вибухової речовини в магнітному полі виконано в [6]. Там показано, що під дією детонаційної хвилі величина електричного струму зростає. Вплив магнітного поля на вибух алканів експериментально досліджено в [7]. Визначено вплив магнітного поля на максимальний тиск, спричинений вибухом, швидкість наростання тиску та швидкість поширення полум'я. Виявилося, що магнітне поле зменшує максимальний тиск вибуху, швидкість наростання тиску і швидкість поширення полум'я газу алкану, що зменшує інтенсивність вибуху. Автори [8] наводять результати дослідження впливу електромагнітного поля на вибух метану з концентрацією 9,5% у повітрі. У результаті було виявлено підвищення швидкості горіння під впливом електромагнітного поля.

Автори [9, 10] проаналізували поширення збіжних циліндричних детонаційних хвиль в ідеальному [9] й неідеальному [10] газі з різними початковими густинами та змінним азимутальним магнітним полем. Розглянуто три випадки: 1) слабоіонізований газ, 2) сильноіонізований газ і 3) інтенсивна іонізація неіонізованого газу в результаті проходження фронту детонації. Показано, що азимутальне магнітне поле має демпфувальний вплив на фронт детонації.

Дослідження розповсюдження ударних хвиль в ідеальному й неідеальному газі виконано в [11–14]. Виявлено і пояснено вплив турбулентності потоку [11, 14], наявності наночастинок у газі [13] і параметрів Ван-дер-Ваальсового газу [12] на інтенсивність тепломасообміну під час проходження фронту ударної хвилі.

Дослідження тепломасообміну при поширенні ударних хвиль у мікроканалах проводились у [15, 16]. Комплексне дослідження [15] поширення детонації в мікро- і макроканалах показало, що режими прискорення полум'я в цих каналах різні. У мікроканалах основний вплив на взаємодію потоку зі стінкою дає поширення детонаційної хвилі, що призводить до втрати імпульсу і, як наслідок, до зменшення швидкості детонації. Експериментально досліджено механізм детонаційного пробою в макро- та мікромасштабних каналах [16]. Показа-

но, що на механізм поширення детонації в мікроканалах в основному впливають граничні умови.

У роботі [17] експериментально досліджено процес поширення полум'я в замкнутій трубі під час вибуху суміші газів пропан/повітря в градієнтному електромагнітному полі. Експерименти показали, що градієнтне електромагнітне поле сповільнювало процес горіння й пригнічувало зростання тиску вибуху та швидкості поширення полум'я.

Огляд впливу магнітного поля на згоряння й викиди вуглеводнів магнітокондиціонованих вуглеводневих палив подано в [18]. Там досліджено вплив магнітних полів на структуру вуглеводнів, поведінку полум'я й роботу двигунів внутрішнього згоряння. У більшості досліджень підтверджено, що продуктивність двигуна можна покращити. Однак щодо викидів забруднювальних речовин отримано суперечливі результати, які потребують подальших поглиблених досліджень.

У роботі [19] розглянуто процеси горіння й магнітогідродинамічні процеси в удосконалених ракетних двигунах з імпульсною детонацією. Дослідження зосереджено на визначенні потенційних систем ракетних двигунів, які використовують магнітогідродинамічні явища.

Як показує наведений вище огляд, сильний фізико-хімічний зв'язок, створений взаємодією магнітних полів і явищ детонації, має багато потенційних застосувань, від детонаційних двигунів і виробництва електроенергії до аерокосмічних застосувань і ядерних вибухів. Поточні дослідження зосереджено, зокрема, на впливі магнітного поля на процес горіння повітряно-пропанової суміші у високошвидкісних потоках. Також вивчається широкий спектр геофізичних проблем, пов'язаний з електромагнітними ефектами під час сейсмічної активності, в процесах деформації та руйнування гірських порід у шахтах. Дослідження взаємодії електромагнітного поля з ударною хвилею пов'язані з необхідністю контролю ядерних випробувань.

Незважаючи на те, що дослідження детонаційних хвиль у магнітному полі проводяться давно [20], дані про вплив магнітного поля на характеристики детонаційної хвилі виявилися суперечливими [18] і вимагають подальшого дослідження. Так, результати дослідження [3] показали, що магнітне поле не впливає на тиск детонації, але впливає на структуру ударної хвилі й збільшує швидкість

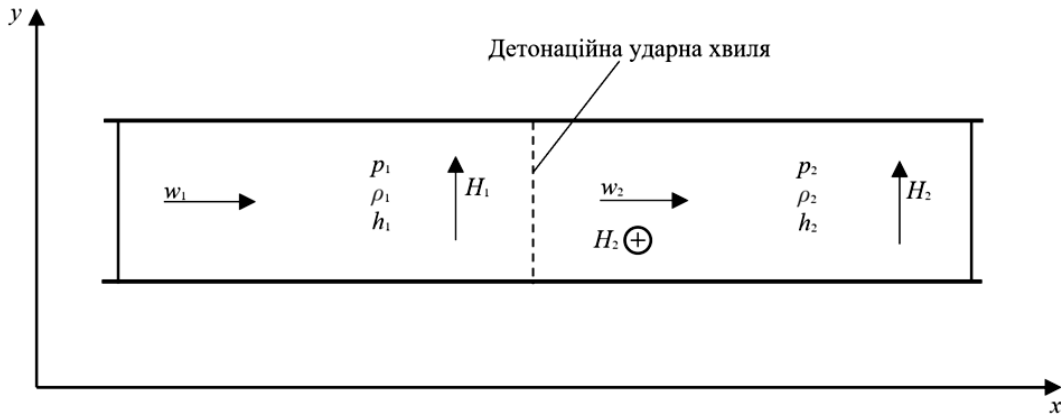


Рис. 1. Схематичне зображення взаємодії потоку та детонаційної хвилі

фронті тиску. Збільшення швидкості детонаційної хвилі під дією електромагнітного поля виявлено також у роботі [18]. Результати експериментальних досліджень [7, 17] показали, що електромагнітне поле уповільнює процес горіння й пригнічує швидкість поширення полум'я.

Метою роботи є теоретичне дослідження впливу магнітного поля на детонаційний процес у газах, включно з дослідженням впливу магнітного поля на процес детонації Жуге [21, 22].

2. Математична модель

Розглядається взаємодія потоку ідеального газу з нормальною хвилею детонації в магнітному полі. Потік газу спрямовано в напрямку вісі x , магнітне поле спрямовано перпендикулярно (рис. 1).

Система рівнянь, яка описує детонацію в стаціонарному одновимірному потоці з перпендикулярним магнітним полем, має вигляд [28]:

$$\frac{d(\rho w)}{dx} = 0, \quad (1)$$

$$\rho w \frac{dw}{dx} = -\frac{dp}{dx} + \frac{d\tau}{dx} + \mu_e H \frac{dH}{dx}, \quad (2)$$

$$\rho w \frac{de}{dx} = -p \frac{dw}{dx} + \frac{dq}{dx} - \tau \frac{dw}{dx} + \mu_e \nu_H \left(\frac{dH}{dx} \right)^2, \quad (3)$$

де e – питома внутрішня енергія; ρ – густина газу; w – швидкість газу; p – тиск; x – координата; $\tau = \frac{4}{3} x \mu \frac{dw}{dx}$ – напруга тертя; μ – динамічна в'язкість; $q = \lambda \frac{dT}{dx} + Q$ – тепловий потік, що складається з потоку теплопровідності та тепловиділення Q під час детонації; λ – коефіцієнт теплопровідності; $T(x)$ – температура, H – напруженість магнітного поля;

μ_e – магнітна проникність; $\nu_H = 1/(\sigma_e \mu_e)$ – магнітна в'язкість; σ_e – питома електропровідність.

Для замикання системи рівнянь (1)–(3) необхідно отримати рівняння для магнітного поля. Для цього розглянемо в загальному вигляді рівняння Максвелла:

$$\text{rot}(\mathbf{H}) = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\text{rot}(\mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_e \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (5)$$

де \mathbf{H} – вектор напруженості магнітного поля; \mathbf{E} – вектор напруженості електричного поля; \mathbf{J} – вектор густини електричного струму; t – час; $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ – вектор електричної індукції (електричне зміщення); ε – діелектрична проникність; $\mathbf{B} = \mu_e \mathbf{H}$ – вектор магнітної індукції.

За умови [23]:

$$\frac{\text{Rc}}{\text{Re}_M} \ll 1, \quad (6)$$

закон Ома має вигляд:

$$\mathbf{J} = \sigma_e (\mathbf{E} + \mu_e \mathbf{w} \times \mathbf{H}), \quad (7)$$

де \mathbf{w} – вектор швидкості газу; $\text{Rc} = \frac{w^2}{c^2}$, $\text{Re}_M = \frac{wL}{\nu_H}$ – магнітне число Рейнольдса, c – швидкість світла.

У наближенні (6) струм зміщення (другий доданок у правій частині (4)) буде нескінченно малим, тому, комбінуючи (4) і (7), можемо записати:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma_e} \text{rot}(\mathbf{H}) - \mu_e \mathbf{w} \times \mathbf{H}, \quad (8)$$

$$\text{rot}(\mathbf{w} \times \mathbf{H}) - \nu_n \text{rot}(\text{rot}(\mathbf{H})) = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (9)$$

Вектори швидкості газу та напруженості магнітного поля мають такий вигляд у декартових координатах: швидкість має поздовжню компоненту (вздовж осі x), напруженості магнітного поля має перпендикулярну компоненту (вздовж осі y):

$$\mathbf{w} = (w, 0, 0), \quad (10)$$

$$\mathbf{H} = (0, H, 0). \quad (11)$$

У цьому випадку рівняння (9) для стаціонарного режиму набуває очевидного вигляду:

$$\frac{d(wH)}{dx} = \nu_n \frac{d^2 H}{dx^2}. \quad (12)$$

Теоретично для опису поведінки ударних і детонаційних хвиль зручніше використовувати рівняння енергії, яке виражено через питому ентальпію $h = e + \frac{p}{\rho}$, тому що це уможливує інтегрування рівняння енергії:

$$\begin{aligned} \rho w \left(\frac{dh}{dx} + w \frac{dw}{dx} \right) &= \frac{dq}{dx} + \frac{d(w\tau)}{dx} - \\ - \mu_e \frac{dH}{dx} \left(wH - \nu_n \frac{dH}{dx} \right) &= \\ = \frac{dq}{dx} + \frac{d(w\tau)}{dx} - \mu_e \frac{dH}{dx} F, \end{aligned} \quad (13)$$

де враховано рівняння неперервності [24, 25]:

$$wH - \nu_n \frac{dH}{dx} = F = \text{const}.$$

Інтегрування рівнянь (1), (2), (12) і (13) дає систему рівнянь збереження маси, імпульсу та енергії, які є співвідношеннями Ренкіна-Гюґоніо [28]:

$$\rho_1 w_1 = \rho_2 w_2, \quad (14)$$

$$p_1 + x \rho_1 w_1^2 + \frac{\mu_e H_1^2}{2} = p_2 + \rho_2 w_2^2 + \frac{\mu_e H_2^2}{2}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 w_1 \left[\left(h_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) + Q^* \right] + \mu_e w_1 H_1^2 &= \\ = \rho_2 w_2 \left(h_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) + \mu_e w_2 H_2^2, \end{aligned} \quad (16)$$

$$w_1 H_1 = w_2 H_2, \quad (17)$$

де $Q^* = -\frac{Q}{\rho_1 w_1} = -\frac{Q}{\rho_2 w_2}$ – відведена ($Q^* < 0$) або виділена теплота ($Q^* > 0$) на одиницю маси у відповідному процесі, що протікає впоперек ударної хвилі, індекс “1” позначає параметри до фронту ударної хвилі, а “2” – після.

Система (14)–(17) отримана без враховування дифузійних і дисипативних ефектів, а також поздовжньої зміни магнітного поля. Ця система є модифікованою системою рівнянь Ренкіна-Гюґоніо [28]. Для побудови її розв’язку її необхідно замкнути термічним рівнянням стану речовини. Теорія детонації, запропонована Жуге [21, 22], заснована на припущенні про те, що термічне рівняння стану речовини в ударних хвилях задовільно описується рівнянням стану ідеального газу.

Отже, замикаючи систему (14)–(17) рівнянням стану ідеального газу

$$p = \rho \mathfrak{R} T, \quad (18)$$

де $\mathfrak{R} = \frac{k-1}{k}$ – універсальна газова стала; $k = c_p/c_v$ – показник адиабати; c_p та c_v – питомі теплоємності за постійного тиску й об’єму, рівняння (16) можна переписати у вигляді:

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{w_1^2}{2} + Q^* + \frac{\mu_e H_1^2}{\rho_1} = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{w_2^2}{2} + \frac{\mu_e H_2^2}{\rho_2}. \quad (19)$$

Тут для ентальпії ідеального газу використано одну з форм калоричного рівня стану ідеального газу: $h = c_p T$.

3. Модифіковане рівняння Гюґоніо

Із системи рівнянь (14), (15), (17) і (19) можна отримати рівняння:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \right) \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\mu_e H_1^2}{2p_1} \left(\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2} - 1 \right) &= \\ = \frac{2k}{k-1} \left(1 - \frac{p_2 \rho_1}{\rho_2 p_1} \right) + 4 \frac{\mu_e H_1^2}{2p_1} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) + \frac{2Q^* \rho_1}{p_1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Розв’язуючи це рівняння відносно p_2/p_1 , і переписуючи його у безрозмірному вигляді, можна отримати модифіковане рівняння Гюґоніо для детонації:

$$\Pi = \frac{\gamma - r^{-1} + K + \frac{(r-1)^3}{r} M}{\gamma r^{-1} - 1}, \quad (21)$$

де $\Pi = \frac{p_2}{p_1}$; $r = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, $\gamma = \frac{k+1}{k-1}$, $K = 2Q^* \frac{\rho_1}{p_1} = 2kQ^* \frac{\rho_1}{kp_1} = 2\frac{kQ^*}{a_1^2}$ – безрозмірне тепловиділення; a_1 – швидкість звуку; $M = \frac{\mu_e H_1^2}{2p_1}$ – безрозмірна напруженість магнітного поля.

Для потоку без впливу магнітного поля та без виділення або відведення тепла рівняння (21) можна записати у вигляді:

$$\Pi = \frac{\gamma - r^{-1}}{\gamma r^{-1} - 1} = \frac{\gamma - \sigma}{\gamma\sigma - 1}, \quad (22)$$

що є ударною адиабатою Гюгоніо для ідеального газу [25, 26]. Зазначимо, що в цьому випадку $r^{-1} = \sigma$.

Рівняння (21) має асимптоту:

$$r = \gamma. \quad (23)$$

Рівняння (23) є класичним співвідношенням для максимального ступеня стиснення газу при проходженні ударної хвилі, яке показує, що для ідеального газу ($k = 1,4$) максимальний ступінь стиснення не може перевищувати шести.

4. Максимальна компресія та швидкісні характеристики

Щоб визначити, яка точка на кривій Гюгоніо відповідає стабільній нормальній детонації з мінімальною швидкістю, скористаємося правилом відбору Жуге [21, 22]. Ця точка відповідає точці D на кривій Гюгоніо, через яку проходить дотична, яка також проходить через точку $(\Pi\sigma) = (1,1)$ (рис. 2) Точка E – межа поділу слабкої та сильної дефлаграції.

Як видно з рис. 2, рівняння для дотичної визначається таким чином:

$$\frac{\Pi - 1}{1 - \sigma} = \frac{d\Pi}{d\sigma}. \quad (24)$$

З (21) знаходимо, що:

$$\frac{\Pi - 1}{1 - \sigma} = \frac{d\Pi}{d\sigma} = \frac{1 + \gamma\Pi}{1 - \gamma\sigma} + \frac{(2 + \sigma)(1 - \sigma)^2}{\sigma^3(1 - \gamma\sigma)} M. \quad (25)$$

Визначимо тангенс нахилу дотичної до цієї кривої. Для цього з рівнянь (15) і (16) знаходимо:

$$w_1 = \sqrt{\frac{p_2 - p_1 + \frac{\mu_e}{2}(H_2^2 - H_1^2) \rho_2}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1}} =$$

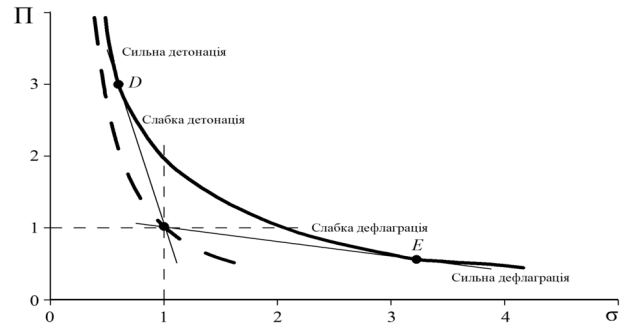


Рис. 2. Правило відбору Жуге

$$= \sqrt{\frac{p_2 - p_1 + \frac{\mu_e}{2} H_1^2 \left(\frac{H_2^2 w_2^2}{H_1^2 w_1^2} \frac{w_1^2 \rho_1^2}{w_2^2 \rho_2^2} - 1 \right) \frac{\rho_2}{\rho_1}}{\rho_2 - \rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1}} =$$

$$= \sqrt{\frac{\Pi - 1 + (\sigma^2 - 1) M \frac{p_1}{\rho_1}}{1 - \sigma} \frac{p_1}{\rho_1}}, \quad (26)$$

$$w_2 = \sigma \sqrt{\frac{\Pi - 1 + (r^2 - 1) M \frac{p_1}{\rho_1}}{1 - \sigma} \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (27)$$

З рівняння (26) знаходимо дотичну в точці D таким чином:

$$\tan(\alpha) = -\frac{\Pi_D - 1}{1 - \sigma_D} = -kMa_1^2 + \frac{r_D^2 - 1}{1 - \sigma_D} M. \quad (28)$$

З іншого боку, цей же тангенс визначається за допомогою рівняння (24) таким чином:

$$\tan(\alpha) = \left(\frac{d\Pi}{d\sigma} \right)_D =$$

$$= \frac{1 + \gamma\Pi_D}{1 - \gamma\sigma_D} + \frac{(2 + \sigma_D)(1 - \sigma_D)^2}{\sigma_D^3(1 - \gamma\sigma_D)} M. \quad (29)$$

Розв'язок системи рівнянь (28) і (29) дає можливість знайти координати точки D на кривій Гюгоніо. Однак це рішення не представлено тут через його громіздкість. Коли магнітного поля немає ($M = 0$), це рішення набуває вигляду відомих співвідношень Жуге:

$$\Pi_D = \frac{1 + kMa_1^2}{1 + k}, \quad (30)$$

$$\sigma_D = \frac{1 + kMa_1^2}{(1 + k)Ma_1^2}. \quad (31)$$

Межа розв'язку для σ_D коли швидкість прямує до нескінченності ($Ma \rightarrow \infty$), не залежить від напруженості магнітного поля і може бути виражена таким чином:

$$r_D = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_D = \frac{1+k}{k}. \quad (32)$$

Це рівняння визначає граничне стиснення коли детонація відповідає умові Жюгоніє.

Для детонаційних двигунів дуже важливою характеристикою є швидкість продуктів детонації. Щоб визначити швидкість продуктів детонації, рівняння (25) можна переформулювати таким чином:

$$\frac{P-1}{1-\sigma} = k \frac{P}{\sigma} + \frac{(2+\sigma)(1-\sigma)^2}{\sigma^3(1-\gamma\sigma)} M. \quad (33)$$

Тут враховується той факт, що в точці D похідні ізоентропи Пуассона і адіабати Жюгоніє (22) за відсутності магнітного поля є рівними [21, 22]. Помножимо рівняння (33) на σ^2 . Отримуємо:

$$\sigma^2 \frac{P-1}{1-\sigma} = a_2^2 \frac{\rho_1}{\rho_1} + \frac{(2+\sigma)(1-\sigma)^2}{\sigma(1-\gamma\sigma)} M. \quad (34)$$

Перетворимо рівняння (27) для швидкості продуктів детонації таким чином:

$$w_2^2 = \sigma^2 \frac{P-1}{1-\sigma} \frac{p_1}{\rho_1} + \sigma^2 \frac{(r^2-1)}{1-\sigma} \frac{M}{\rho_1} p_1. \quad (35)$$

Беручи це до уваги, можна переписати рівняння (35) таким чином:

$$\begin{aligned} & \sigma^2 \frac{P-1}{1-\sigma} \frac{p_1}{\rho_1} + \sigma^2 \frac{(r^2-1)}{1-\sigma} \frac{M}{\rho_1} p_1 = \\ & = a_2^2 + \frac{(2+\sigma)(1-\sigma)^2}{\sigma(1-\gamma\sigma)} \frac{M}{\rho_1} p_1 + \sigma^2 \frac{(r^2-1)}{1-\sigma} \frac{M}{\rho_1} p_1. \end{aligned} \quad (36)$$

Порівнюючи рівняння (35) і (36), знаходимо рівняння для швидкості продуктів детонації таким чином:

$$w_2^2 = a_2^2 + \frac{a_2^2}{\Pi\sigma} \left(\frac{(2+\sigma)(1-\sigma)^2}{\sigma(1-\gamma\sigma)} + \sigma^2 \frac{(r^2-1)}{1-\sigma} \right) \frac{M}{k}, \quad (37)$$

або в безрозмірній формі:

$$Ma_2^2 = 1 + \left(1 + \sigma + \frac{2-3\sigma+\sigma^3}{\sigma(1-\gamma\sigma)} \right) \frac{M}{k\Pi\sigma}. \quad (38)$$

У рівняннях (37) і (38) параметр P можна вилучити за допомогою модифікованого рівняння Жюгоніє (22).

Із рівнянь (37) і (38) видно, що в нульовому магнітному полі продукти згорання витікають із фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Із збільшенням напруженості магнітного поля збільшується швидкість продуктів детонації. Очевидно, що енергія магнітного поля збільшує кінетичну енергію усередненого потоку за хвилю детонації за рахунок сили Лоренца.

Отримані результати якісно узгоджуються з результатами роботи [27]. У цьому дослідженні продемонстровано вплив магнітного поля на поширення детонаційної хвилі в газоподібній вибуховій суміші. Зі збільшенням магнітного поля від 0 до 5 Тл швидкість детонаційної хвилі зростає від 2800 м/с до 6608 м/с.

Тепловий ефект послаблює дію магнітного поля. Це впливає з узагальненого рівняння першого і другого законів термодинаміки:

$$dq = de - \frac{p}{\rho} d\rho - H dj, \quad (39)$$

де e – внутрішня енергія; j – намагніченість.

Під час детонації швидкість перед ударною хвилею не є незалежною величиною, а визначається за допомогою теплового ефекту. Знайдемо цю залежність. Для цього усуваємо тиск із рівнянь (22) і (26). У результаті отримуємо:

$$Ma_1^2 = 2 \frac{\sigma(K^* + k(1-\sigma)) + M(2 - k(1-\sigma))}{k\sigma(1-\sigma)(1+\sigma - k(1-\sigma))}, \quad (40)$$

де

$$K^* = K \frac{k-1}{2}. \quad (41)$$

З рівняння (40) випливає, що як тепловий ефект, так і магнітне поле прискорюють потік попереду ударної хвилі.

5. Висновки

У цій роботі розглядається процес детонації в потоці ідеального газу в магнітному полі. Новизна дослідження та його результатів полягає в тому, що рівняння Жюгоніє отримано з урахуванням теплового ефекту та впливу магнітного поля. Продемонстровано вплив теплового ефекту й магнітного

поля на точку Жуге на кривій Гюгонію, яка відповідає стабільній нормальній детонації з мінімальною швидкістю.

Отримано диференціальне рівняння граничного стиснення під час детонації, яке враховує вплив магнітного поля. Показано, що співвідношення для граничного тиску й густини не залежать від магнітного поля.

Отримано рівняння для швидкості продуктів детонації. У випадку нульового магнітного поля продукти згорання відтікають від фронту детонації з критичною (звуковою) швидкістю. Із збільшенням напруженості магнітного поля збільшується швидкість продуктів детонації. Енергія магнітного поля збільшує кінетичну енергію усередненого потоку за хвилю детонації завдяки силі Лоренца. Отримано співвідношення, яке дає можливість оцінити вплив тепловиділення на параметри детонації. Тепловий ефект послаблює дію магнітного поля. Показано, що швидкість за детонаційною хвилю перевищує швидкість звуку; швидкість перед ударною хвилю залежить від теплового ефекту і магнітного поля.

Робота виконана в рамках фундаментальної теми ІТТФ НАН України “Аеродинаміка та теплообмін в інноваційних світлопрозорих конструкціях і в тепломасообмінному устаткуванні та їх використання для повоєнного відновлення пошкоджених вибуховою хвилю будівель України”.

Запропоновані підходи до теплофізичного моделювання в подальшому будуть використані для проекту № 2025.06/0054 “Поглинання та запобігання поширенню електромагнітного випромінювання в інфрачервоному діапазоні та створення засобів теплового маскування” конкурсу Національного фонду досліджень України “Наука для зміцнення обороноздатності та національної безпеки України”.

- J.G. Jiancun, X. Yigang, S.H. Shoutao, L.W. Le, Z.H. Zijin, X.S. Xu, R.L. Ruxia. Effects of magnetic fields on combustion and explosion. *Chem. Technol. Fuels Oils* **58**, 379 (2022).
- V. Anand, E. Gutmark. Rotating detonation combustors and their similarities to rocket instabilities. *Prog. Energy Combust. Sci.* **73**, 182 (2019).
- J. Coffey, V. Anand, A. Gaetano, T. Pritschau, J. Betancourt, E. Gutmark. Impact of a magnetic field on a propagating detonation wave in an unconfined tube. *AIAA Propulsion and Energy 2020 Forum, Online, Aug. 24–26*, Paper 3859 (2020).
- A.L. Kuhl, D.A. White, B.A. Kirkendall. Electromagnetic waves from TNT explosions. *J. Electromagn. Anal. Appl.* **6**, 280 (2014).
- Y. Cui, D. Kong, J. Jiang, S. Gao. Research on electromagnetic radiation mechanism during detonation of energetic material. *Sensors* **22**, 2765 (2022).
- S.D. Gilev, A.M. Ryabchun. Current waves generated by detonation of an explosive in a magnetic field. *Combust. Explos. Shock Waves* **37**, 698 (2001).
- S. Hu, Z. Hong, J. Gao, X. Yang, L. Wang, R. Li, Y. Li. Effect of magnetic field on alkane gas explosions. *Combust. Flame* **246**, 112427 (2022).
- J. Gao, L. Wang, S. Hu, S. Zhou, X. Yang, X. Sun, Z. Hong, B. You. Free radical mechanism of electromagnetic field affecting explosion of premixed methane. *Combust. Flame* **234**, 111649 (2021).
- J.P. Vishwakarma, R.K. Srivastava. Converging cylindrical detonation waves in an ideal gas with an azimuthal magnetic field. *Res. Rev. J. Pure Appl. Phys.* **1**, 23 (2013).
- J.P. Vishwakarma, R.K. Srivastava. Converging cylindrical shock waves in a nonideal gas with an axial magnetic field. *Defence Sci. J.* **56**, 721 (2006).
- A.A. Avramenko, A.I. Tyrinov, I.V. Shevchuk. Analytical simulation of normal shock waves in turbulent flow. *Phys. Fluids* **34**, 056101 (2022).
- A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko. Shock wave in van der Waals gas. *J. Non-Equilib. Thermodyn.* **47**, 255 (2022).
- A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko, I.F. Skitsko. Shock waves in gas flows with nanoparticles. *J. Therm. Anal. Calorim.* **147**, 12719 (2022).
- A.A. Avramenko, A.I. Tyrinov, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko. Oblique shock wave in turbulent flow. *J. Non-Equilib. Thermodyn.* **48**, 389 (2023).
- H. Wenhui, G. Yang, L.K. Chung. Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in micro- and macro-channels: An integrated mechanistic study. *Combust. Flame* **176**, 285 (2017).
- B. Zhang, H. Liu, B. Yan. Investigation on the detonation propagation limit criterion for methane-oxygen mixtures in tubes with different scales. *Fuel* **239**, 617 (2019).
- X. Yang, S. Hu, L. Wang, X. Sun, Z. Hong, R. Li, H. Shi, J. Gao. Effect of magnetic field on dynamics of 5% propane/air premixed gases. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1948**, 012133 (2021).
- P.O. Libin, G.N. Kumar. Effect of magnetic field on properties and combustion of hydrocarbon fuels. *Int. J. Mech. Mater. Eng.* **9**, 89 (2019).
- L.K. Cole. *Combustion and Magnetohydrodynamic Processes in Advanced Pulse Detonation Rocket Engines*. PhD Thesis (Univ. of California Los Angeles, 2012).
- B. Helliwell. Magnetogasdynamic deflagration and detonation waves with ionization. *J. Fluid Mech.* **16**, 243 (1963).
- E. Jouguet. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. *J. Math. Pures Appl.* **1**, 347 (1905).

22. E. Jouguet. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. *J. Math. Pures Appl.* **2**, 5 (1906).
23. S. Pal. *Magnetogasdynamics: Plasma Dynamics* (Springer, 1962).
24. W.J.M. Rankine. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **160**, 277 (1870).
25. P.H. Hugoniot. Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits. Part I. *J. École Polytech.* **57**, 3 (1887).
26. P.H. Hugoniot. Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits. Part II. *J. École Polytech.* **58**, 1 (1889).
27. J. Tyl. Analysis of convergence of detonation wave in magnetic field. *Arch. Mech. Eng.* **47**, 5 (2000).
28. S.-I. Pai. *Magnetodynamics and Plasma Dynamics* (Springer-Verlag, 1962).

Одержано 18.11.25

*A.A. Avramenko, B.I. Basok, D.A. Gavryushenko,
D.V. Anastasiev, M.M. Kovetskaya*

MAGNETIC-FIELD EFFECT ON DETONATION INTENSITY

The detonation of an ideal gas flow moving in a magnetic field has been studied theoretically. A modified Hugoniot equation was obtained, which takes the influence of the magnetic field on the detonation process and the detonation wave parameters into account. It was demonstrated that under the influence of a magnetic field, combustion products move away from the detonation front at supersonic speeds. With the increasing magnetic field strength, the velocity of the detonation products also increases. A dependence was obtained that makes it possible to estimate the influence of heat release on the detonation parameters.

Keywords: shock waves, detonation, magnetic field, Hugoniot equation, Jouguet detonation process, detonation product velocity.