

О. Г. Грін

**Факел розпилу паливної краплі, що руйнується***(Представлено академіком НАН України В. Т. Грінченком)*

Розроблено математичну модель, яка описує випарувальну балістику факела розпилу у сліді краплі, що руйнується. Зірвані крапельки розглядаються як суцільне багатошвидкісне середовище. Складено систему рівнянь, що описують динаміку двофазового полідисперсного розпилу. У наближенні одновимірної течії сформульовано задачу, яка розв'язана у замкненій формі у динамічному 3D-просторі. Дослідження включає детальний розрахунок випарувальної балістики розпилу, що формується у сліді краплі керосину, яка руйнується потоком повітря. Досліджено також структуру розпилу як динамічний процес його формування; еволюцію дисперсних характеристик краплефазного струменя розпилу; стабілізацію довжини струменя; формування парової змари.

**Ключові слова:** випарувальна балістика розпилу; еволюція функції розподілення; моделювання.

Швидке виділення енергії є важливою частиною багатьох технологічних процесів, наприклад, воно забезпечує якісне згоряння палива у різноманітних форсунках, аварійний перехід дефлаграції до детонації в аерозолях тощо. Згоряння залежить не тільки від кінетики хімічних реакцій, але, більш складним чином, — від кінетики подрібнення рідкого палива, випаровування та руху роздробленої маси у потоці газу, а також змішування паливної пари з окислювачем. Подрібнення первинної краплі і швидке випаровування найдрібніших зірваних крапельок пришвидшують перехід палива із рідкої фази у газову на 5–7 порядків [1]. Тому опис формування гомогенної паливної суміші у факелі розпилу краплі, що руйнується, повинен базуватися на врахуванні цих процесів. Перешкодою для цього була невизначена кінетика подрібнення: розмір, кількість, моменти відриву та розподілення крапельок за розмірами.

Сучасні моделі випаровування та згоряння крапельних систем враховують вплив головних чинників процесу [2]. Однак ці розвинені моделі не можуть бути легко застосовані до розпилу у сліді краплі, що руйнується, через те, що:

- 1) загальна кількість дочірніх крапельок може сягати  $10^5$ – $10^7$ ;
- 2) зірвана маса є істотно неусталеною двофазовою сумішшю;
- 3) полідисперсний розпил є багатошвидкісним середовищем;
- 4) потужність джерела дочірніх крапельок є змінною;
- 5) швидкість потоку газу відносно крапельок може сягати  $10^3$  м/с.

Внутрішня структура розпилу не може бути задана *a priori*, натомість вона має бути знайдена як динамічний процес його формування. Це потребує моделі, яка здатна відобразити еволюцію розподілення зірваних крапельок за розмірами через їх прискорення та випаровування. Аеродинамічний фактор дуже важливий, оскільки початкові значення числа Рейнольдса дочірніх крапельок є досить великими:  $Re_{d0} = (300 \div 1500)$ . Тому більш важливо враховувати конвективне підсилення випаровування, аніж такі особливості,

як неоднорідність температури поверхні та циркуляція рідини всередині крапельки. Спрощення необхідні також з огляду на опис подальших процесів — прогріву та змішування газових компонент, хімічної кінетики у сліді краплі та загальної течії аерозолу. Тому зазначені особливості випаровування не враховувалися і його кінетика описувалася за моделлю Ранца–Маршалла. Водночас розроблена модель розпилу може бути поєднана з будь-якою іншою моделлю випаровування.

У даній роботі створено математичну модель, яка описує випаровувальну балістику факела розпилу у сліді краплі, що руйнується. Зірвані крапельки розглядаються як суцільне багатошвидкісне середовище; складено систему диференціальних рівнянь динаміки двофазового полідисперсного розпилу. Ключовим елементом моделі є функція розподілу зірваних крапельок за розмірами. Визначальний механізм їх відриву оснований на концепції квазінеперервного високочастотного диспергування дочірніх крапельок з нестійкої частини поверхні батьківської краплі через дію періодичної градієнтної нестійкості у спряжених примежових шарах [3]. Основи аналітичної теорії руйнування краплі у швидкісних потоках закладено у роботах [1, 3, 4], де виведено наближені диференціальні рівняння, що керують процесом диспергування. Їх інтегрування забезпечило головні співвідношення процесу руйнації: функцію розподілу дочірніх крапельок за розмірами  $f_{n,p}(r, t)$  та закон спадання її маси  $m_p(t)$  (закон абляції). Вони надають можливість описати кількісно подальші процеси стрімкого прискорення та випаровування туману зірваних крапельок у сліді краплі, що руйнується [5]. Математичну модель полідисперсного двофазового розпилу, яка побудована на цій основі, і деякі результати чисельного дослідження випаровувальної балістики факела розпилу наведено нижче.

**Модель динаміки розпилу.** Наявність крапельок різного розміру і швидкості у кожному перерізі розпилу являє собою найбільшу складність при математичному моделюванні випаровувальної балістики факела [5]. Темп випаровування залежить від розміру крапельки так само, як і від її швидкості відносно потоку; остання визначається прискоренням, яке також залежить від цих величин. Отже, полідисперсність робить розпил багатошвидкісним середовищем і примушує нас розглядати радіус крапельок  $r$  як незалежну змінну для опису полів швидкості і темпу випаровування розпилу. Для врахування впливу полідисперсності належним чином та з огляду на велику кількість та густину дочірніх крапельок ми пропонуємо розглядати їх у сукупності як суцільне середовище [5]. В якості наближення першого порядку двофазова течія розглядається як одновимірний рух у напрямку  $OX$  руху газового потоку. Для врахування усіх особливостей випаровувальної балістики ми вводимо до розгляду нестационарну функцію розподілу дочірніх крапельок за розмірами  $f_{n,d}(r, x, t)$ , яка здатна точно відобразити еволюцію зірваних крапельок у часі  $t$ , у просторі  $x$ , так само, як і за розмірами  $r$  [5]. За своїм означенням у положенні батьківської краплі  $x = 0$  вона збігається з функцією джерела:  $f_{n,d}(r, 0, t) = f_{n,p}(r, t)$ .

Таким чином, батьківська крапля розглядається нами як точкове джерело дочірніх крапельок потужністю  $\dot{F}_s(r, t) = \dot{f}_{n,p}(r, t)$ , яке розташоване на початку розпилу  $x = 0$ . Аналогічно, кожна дочірня крапелька є рухомих точковим джерелом пари з інтенсивністю  $\dot{F}_v(r, t)$  і швидкістю  $w_d(r, x, t)$ , а всі разом вони формують розподілення парової маси  $m_v(x, t)$  у розпилі. Для опису еволюції  $f_{n,d}$  у динамічному  $(r, x, t)$ -просторі скористаємося рівнянням диспергованого палива Вільямса [6]. Воно описує зміну густини розподілу дочірніх крапельок  $f_{n,d}$ , яке відбувається зі швидкістю  $dx_d/dt = w_d(r, x, t)$  вздовж осі  $OX$  через прискорення крапельок газовим потоком, і у напрямку осі  $r$  (завдяки випаровуванню), яке відбувається зі швидкістю  $u_d = dr/dt$ , визначеною законом випаровування. Рівняння еволюції Вільямса

повинно бути доповнене рівнянням руху континууму дочірніх крапельок у  $(r, x, t)$ -просторі, а також рівнянням притоку пари в об'ємі розпилу, причому закон випаровування має враховувати інтенсифікацію завдяки обтіканню крапельок газовим потоком.

Таким чином, одновимірна двофазова багатшвидкісна течія у факелі краплі, що руйнується, описується трьома безрозмірними функціями  $f_{n.d}(\tilde{r}, x', \tau)$ ,  $W_d(\tilde{r}, x', \tau)$ ,  $M_v(\tilde{r}, x', \tau)$ , які є розв'язками системи диференціальних рівнянь випаровувальної балістики факела [5]:

$$\frac{\partial f_{n.d}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tilde{r}}(U_d f_{n.d}) + \frac{\partial}{\partial x'}(W_d f_{n.d}) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_d}{\partial \tau} + W_d \frac{\partial W_d}{\partial x'} = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{\alpha} C_{dr}}{B_1 \tilde{r}} \frac{(1 - W_d)^2}{2}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial M_v}{\partial \tau} + \frac{\partial M_v}{\partial x'} = \dot{F}_v f_{n.d} \Delta \tilde{r}, \quad (3)$$

де  $\tilde{r} = r/(R_{p0} B_1)$ ,  $x' = x\sqrt{\alpha}/2R_{p0}$ ,  $W_d = w_d/V_\infty$ ,  $U_d = 2u_d/(B_1\sqrt{\alpha}V_\infty) = -\Lambda Nu_d/16\tilde{r}$ ,  $\tau = t/t_{ch}$ ,  $M_v = m_v/m_{p0}$ ,  $\Lambda = 2\lambda/(\sqrt{\alpha}B_1^2 V_\infty R_{p0})$  є безрозмірною сталою випаровування;  $R_{p0}$ ,  $Re_{p0}$  – початкові радіус та число Рейнольдса батьківської краплі;  $t_{ch} = 2R_{p0}/\sqrt{\alpha}V_\infty$  – характерний час процесу руйнування;  $\alpha = \rho_\infty/\rho_l$  та  $\mu = \mu_\infty/\mu_l$  – відношення густин та в'язкостей середовищ;  $B_1 = 0,51\pi\alpha^{1/3}\mu^{-2/3}Re_{p0}^{-1/2}$ . У (3) припущено, що через малу механічну нерівноваженість газових компонент пара миттєво прискорюється до швидкості газового потоку  $V_\infty$  та знехтовано випаровуванням батьківської краплі.

За межову умову для рівняння (1) взято потужність джерела крапельок при  $x = 0$  як функцію розподілу  $f_{n.p}(\tilde{r}, \tau)$ , знайдену в [4]. У випадку, коли темпи втрати маси краплі та релаксаційного зменшення відносної швидкості краплі і газу рівні, функція має простий вигляд [3]:

$$f_{n.p}(\tilde{r}, \tau) = \frac{1 - \exp(-A\tau)}{A\tilde{r}^2} \frac{B_2 \sin^3 \phi_0(\tilde{r})}{(8 - 2,5\tilde{r}^2 \cos \phi_0(\tilde{r}))}, \quad \tilde{r}_{\min} < \tilde{r} < \tilde{r}_{\max}, \quad (4)$$

де  $A \approx \alpha^{-1/6}\mu^{2/3}$  – характерний темп втрати маси;  $B_2 = 0,15 Re_{p0}^{3/2} \alpha^{-7/6} \mu^{7/3}$ ;  $\phi_0(\tilde{r})$  – зворотна до  $\tilde{r}(\phi)$  функція;  $\phi$  – полярний кут елементарної площинки на поверхні батьківської краплі [1, 4].

Залежність коефіцієнта опору  $C_{dr}$  від швидкості і розміру крапельки була взята у вигляді  $C_{dr} = 24/Re_d + 6/Re_d^{1/2} + 0,28$ . Інтенсифікацію випаровування через обтікання крапель швидкісним потоком враховували у формі Ранца–Маршалла:  $dr/dt = -\lambda Nu_d/16r$ ,  $Nu_d = 2 + 0,53 Re_d^{1/2}$ , де  $Nu_d$  – число Нусельта, а для сталої випаровування було використане емпіричне значення  $\lambda = 2,7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Тоді потужність точкового джерела пари в (3) дорівнює  $\dot{F}_v = 0,1875\tilde{r}\Lambda B_1^3 Nu_d$ .

Сформульована таким чином задача для системи (1)–(3) із функцією-джерелом (4) була розв'язана чисельно за допомогою універсальної схеми Лакса–Вендроффа другого порядку із триточковим згладжуванням. Значення коефіцієнта згладжування  $k_{sm} = 0,9995$  було достатнім для втримання величини відносної похибки  $\varepsilon$  у загальному балансі маси всередині інтервалу  $-2\% < \varepsilon < 4\%$ .

**Загальні властивості випаровування розпилу.** Функція джерела (4) є автотемельною, тому діапазон розмірів крапельок, що зриваються  $\tilde{r}_{\min} < \tilde{r} < \tilde{r}_{\max}$ , не змінюється у часі і збігається з базовим діапазоном  $\tilde{r}_{l0} = \sqrt{3,2} < \tilde{r} < \tilde{r}_{r0} = \sqrt{3\pi}$  [1, 3]. Ця обставина

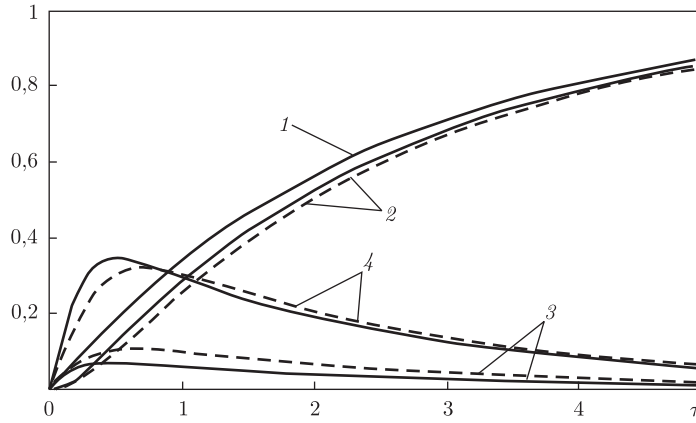


Рис. 1. Залежність маси від часу: суцільні криві — варіант 1; штрихові — варіант 2

стає необхідною умовою для того, щоб довжина краплефазного струменя розпилю (КФС) стабілізувалася у певний момент часу  $\tau_{\max}$ . У загальному випадку базовий діапазон задає тільки початкове розподілення, яке створює батьківська крапля, а згодом межі розподілу змінюються [1, 3, 4].

Розрахунки проведено для краплі керосину в потоці повітря густиною  $\rho_{\infty} = 3,85 \text{ кг/м}^3$  і для трьох варіантів визначальних параметрів задачі, що наведені у табл. 1. Умови першого і третього варіантів відповідають потоку у детонаційній хвилі, другого — течії у ракетній камері згоряння. Значення головних обчислених параметрів дано у табл. 2. Параметри  $B_1$ ,  $B_2$ , які визначають розміри і кількість крапельок у розподіленні джерела [1, 3], збігаються для другого і третього варіантів, тому результати ідентичні у безрозмірній формі і тільки перший та другий варіанти будуть порівнюватися надалі. Підсумкові значення параметрів процесу руйнування батьківської краплі, які характеризують розподілення джерела, є початковими для подальших процесів формування розпилю.

Головні закономірності показані на рис. 1 як залежності загальної зірваної маси  $M_s(\tau) = 1 - M_p(\tau)$  (крива 1) і загальної маси пари  $M_v(\tau)$  (крива 2) від часу. Вони вказують на те, що інтенсифікація випаровування потоком газу є значною, отже більша частина палива у факелі розпилю знаходиться у паровій фазі. Максимального поточного значення  $M_{l1} = 0,07$  маси КФС (крива 3) у першому варіанті досягнуто при  $\tau_{l1} = 0,45$ , тоді як у другому варіанті,  $M_{l2} = 0,10$ , — при  $\tau_{l2} = 0,66$ .

Таблиця 1. Значення визначальних параметрів;  $GI = We_{p0} Re_{p0}^{-1/2}$  — критерій градієнтної нестійкості

Варіант	$V_{\infty}$ , м/с	$2R_{p0}$ , м	$Re_{p0}$	$GI$	$B_1$	$B_2$	$t_{ch}$ , с
1	$10^3$	$10^{-3}$	$9,17 \cdot 10^4$	636	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$4,01 \cdot 10^6$	$14,4 \cdot 10^{-6}$
2	$10^2$	$10^{-3}$	$9,17 \cdot 10^3$	20,1	$1,61 \cdot 10^{-2}$	$1,27 \cdot 10^5$	$144 \cdot 10^{-6}$
3	$10^3$	$10^{-4}$	$9,17 \cdot 10^3$	201	$1,61 \cdot 10^{-2}$	$1,27 \cdot 10^5$	$1,44 \cdot 10^{-6}$

Таблиця 2. Значення обчислених параметрів;  $N$  — загальна чисельність зірваних крапельок

Варіант	$2r_{\min}$ , м	$2r_{\max}$ , м	$Re_{d0}(r_{\max})$	$t_{\max}$ , с	$l_j$ , м	$N$
1	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$15,6 \cdot 10^{-6}$	$1,42 \cdot 10^3$	$16,8 \cdot 10^{-6}$	$1,05 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^5$
2	$28,8 \cdot 10^{-6}$	$49,4 \cdot 10^{-6}$	$4,53 \cdot 10^2$	$234 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^4$
3	$2,88 \cdot 10^{-6}$	$4,94 \cdot 10^{-6}$	$4,53 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^4$

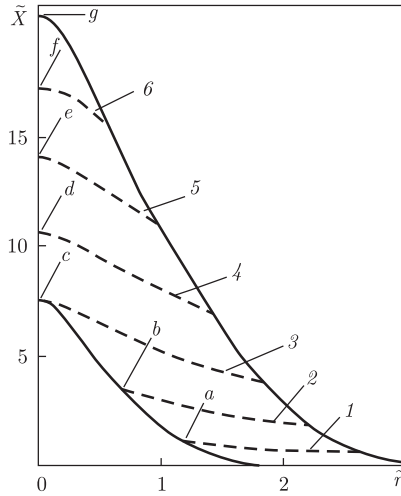


Рис. 2. Формування краплефазного струменя розпилю: траєкторії  $\tilde{r}_{\min}$ -крапельок (ліворуч),  $\tilde{r}_{\max}$  — праворуч; верхня межа КФС (штрихові криві) — дані при  $\tau_1 = 0,16$ ,  $\tau_2 = 0,31$ ,  $\tau_3 = 0,46$ ,  $\tau_4 = 0,63$ ,  $\tau_5 = 0,80$ ,  $\tau_6 = 0,97$  (варіант 1)

Темп випаровування  $\dot{M}_v = dM_v/d\tau$  (крива 4) досягає максимальних значень у моменти  $\tau_{v1} = 0,50$ ,  $\tau_{v2} = 0,72$ , зростаючи на початку через збільшення зірваної маси і спадаючи після через повне випаровування крапельок, яке починається при  $\tau_{\min 1} = 0,46$  і  $\tau_{\min 2} = 0,65$  відповідно. Як впливає з подальшого, моменти  $\tau_{\min}$  і  $\tau_{\max}$  повного випаровування крапельок мінімального  $\tilde{r}_{\min}$  і максимального  $\tilde{r}_{\max}$  радіусів, які були зірвані при  $\tau = 0$ , є характерними моментами формування КФС.

**Структура краплефазного струменя.** У сліді краплі, що руйнується, має місце формування КФС сталої довжини, причому аналіз виявляє три стадії цього процесу, які розділені моментами  $\tau_{\min}$  і  $\tau_{\max}$ . Траєкторії  $\tilde{r}_{\min}$ - та  $\tilde{r}_{\max}$ -крапельок на площині  $(\tilde{r}, \tilde{X})$  утворюють бічні межі струменя (рис. 2, де  $\tilde{X} = x/R_{p0}$ ). Їхні закінчення при  $\tilde{r} = 0$  (точки *c*, *g*) відносяться до моментів зникнення  $\tilde{r}_{\min}$ - і  $\tilde{r}_{\max}$ -крапельок (зірваних при  $\tau = 0$ ), які відбуваються при  $\tau_{\min 1} = 0,46$ ,  $\tau_{\max 1} = 1,17$  у варіанті 1 та при  $\tau_{\min 2} = 0,65$ ,  $\tau_{\max 2} = 1,63$  у варіанті 2. Верхівка КФС (точки *a*–*g*) загострена через те, що вона кожної миті складається з найдрібніших крапельок, в той час як середня і задня частини розширені, вказуючи на найбільшу полідисперсність КФС у цих поперечних перерізах.

На першій стадії,  $0 < \tau < \tau_{\min}$ , струмінь швидко видовжується доки не досягне довжини шляху  $l_d$  крапельки мінімального радіуса  $\tilde{r}_{\min}$  (точка *c*), а його полідисперсність швидко зростає (ширина струменя вздовж осі  $\tilde{r}$ ). На другій стадії,  $\tau_{\min} < \tau < \tau_{\max}$ , вздовж *c*–*g* поступово має місце цілковите випаровування решти крапельок, які були зірвані при  $\tau = 0$ . Як наслідок, темпи зростання полідисперсності та видовження струменя уповільнюються, а темп притоку пари  $\dot{M}_v$  досягає максимального значення. Густина парової хмари та темп зникнення крапельок  $\dot{n}_c$  також досягають максимальних значень наприкінці другої стадії. На третій стадії,  $\tau_{\max} < \tau$ , зникають тільки крапельки тих самих розмірів,  $\tilde{r}_{\min} < \tilde{r} < \tilde{r}_{\max}$ , і це стабілізує довжину струменя  $l_j$ . Стабілізація відбувається поступово вздовж струменя від задньої його частини до кінчика, що підтверджується аналізом дисперсності КФС (див. далі). Довжини шляху крапельок характерних розмірів становлять:  $l_d(r_{\min 1}) \approx 7,5R_{p0}$ ,  $l_d(r_{\max 1}) \approx 20,5R_{p0}$  та  $l_d(r_{\min 2}) \approx 9,0R_{p0}$ ,  $l_d(r_{\max 2}) \approx 24,3R_{p0}$ ; значення  $l_d(r_{\max})$  є одночасно довжиною краплефазного струменя. Час стабілізації струменя  $\tau_{\max}$

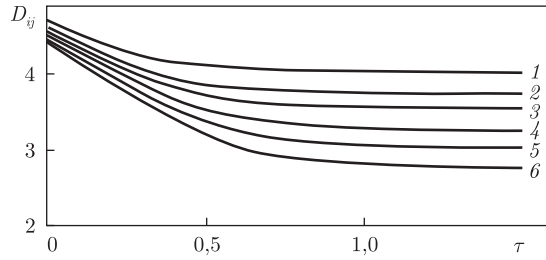


Рис. 3. Залежності  $D_{ij}(\tau)$  (варіант 1) відповідно 1–6:  $D_{43}$ ,  $D_{32}$ ,  $D_{31}$ ,  $D_{30}$ ,  $D_{20}$ ,  $D_{10}$

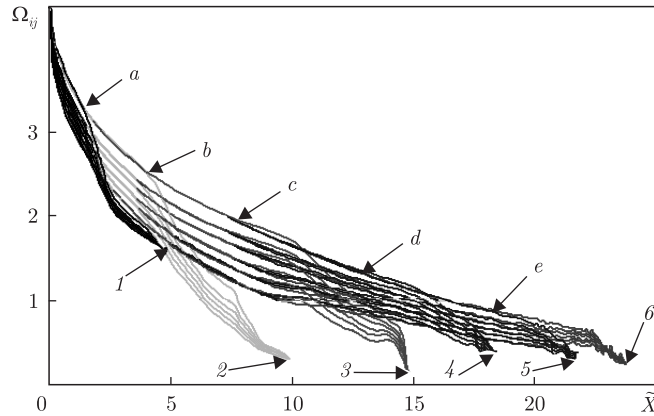


Рис. 4. Сукупності середніх діаметрів  $\Omega_{ij}(\tilde{X})$  (у пучку), дані для  $\tau_1 = 0,43$ ,  $\tau_2 = 0,71$ ,  $\tau_3 = 1,14$ ,  $\tau_4 = 1,42$ ,  $\tau_5 = 1,73$ ,  $\tau_6 = 2,27$ ; 1–6 – положення кінчику КФС; a–e – положення правої межі стабілізованої частини КФС (варіант 2)

значно менший за час руйнування батьківської краплі: при  $\tau_{\max}$  крапля втрачає лише 38 та 49% своєї маси. Це означає, що час існування незмінного КФС становить значну частку часу життя батьківської краплі.

**Дисперсність краплефазного струменя.** Характеристики дисперсності КФС у сліді краплі, що руйнується, а саме, середні діаметри  $d_{ij}(x, t)$  та їх еволюція у часі і просторі можуть бути легко обчислені в рамках запропонованої моделі. Через те, що процес неусталений, розглянемо два різновиди параметрів: безрозмірні середні діаметри  $\Omega_{ij}(x) = d_{ij}(x, t_c)/2R_{p0}$  визначаються у кожному перерізі  $x$  і характеризують просторову структуру КФС у фіксований момент  $t_c$ , натомість  $D_{ij}(t) = \int_0^{L_j} d_{ij}(x, t) dx / 2R_{p0}$  обчислюються одночасно для всього розпилу і описують зміну сумарної дисперсності КФС у часі.

Залежності, наведені на рис. 3, ілюструють стабілізацію дисперсних властивостей розпилу. Різкий початковий спад  $D_{ij}$  спричинений швидким випаровуванням та прискоренням крапельок. Збільшення розбіжності кривих означає зростання полідисперсності розпилу через неоднорідність полів прискорення та випаровування. В інтервалі часу  $\tau_{\min} < \tau < \tau_{\max}$  темп цього зростання зменшується і невдовзі після  $\tau_{\max 1} = 1,17$  кожна з величин  $D_{ij}$  залишається незмінною. Полідисперсність струменя у кінцевому стані значно більша, ніж у початковому, створюваному джерелом.

Залежності  $\Omega_{ij}(\tilde{X})$  для різних моментів, наведені на рис. 4, ілюструють еволюцію КФС. У кожний момент сукупність  $\Omega_{ij}(\tilde{X})$  складає пучок ліній. На початку ( $\tau_1 = 0,43$ ) пучок

є вузьким, що свідчить про низьку полідисперсність струменя. У момент  $\tau_2 = 0,71 \approx \tau_{\min}$  кінчик пучка лягає на вісь  $O\tilde{X}$  (початок зникнення крапельок), але видовження струменя триває після цього аж до моменту  $\tau_{\max}$ . В той же час, та частина струменя, стабілізація якої закінчилася (точки  $a-e$ ), зростає. Кожна крива прямує до свого граничного положення при  $\tau = \tau_{\max}$ . Після моменту  $\tau_{\max}$  всі  $\Omega_{ij}(\tilde{X})$  залишаються незмінними.

**Формування парової хмари.** Динаміка формування парової хмари характеризується профілями безрозмірної середньої густини пари  $\tilde{\rho}_{v,m} = \rho_{v,m}/\rho_l$  вздовж осі розпилу у припущенні, що парова компонента займає трубку течії із поперечним перерізом  $S_{s,t} = \pi(2,5R_{p0})^2$ . На початку потужність джерела (4) є найвищою, тому випаровування зростає через різке збільшення поверхні крапельок. Це призводить до формування парової хвилі з різким фронтом, подібним до такого у вибуховій хвилі. Після втрати контакту з КФС ця хвиля зносився конвективно у незмінному вигляді. Поступовий спад  $\dot{F}_s$  веде до формування “хвилі розрідження”. На відстанях фронту від батьківської краплі  $x_f > 100R_{p0}$  розподілення набуває “трикутного” вигляду, який властивий вибуховим хвилям. Загальний вигляд  $\tilde{\rho}_{v,m}(\tilde{X})$  подібний до отриманого у [7].

Таким чином, паливно-повітряна суміш у розпилі краплі, яка руйнується швидкісним потоком газу, істотно перезбагачена у середньому через те, що густина пари перевищує стехіометричне значення у декілька разів, за винятком областей біля межі розпилу. Потужне випаровування призводить до помітного переохолодження запальної суміші. Застосування рівняння балансу тепла до процесу змішування пари маси  $m_v$  при початковій температурі 373 К з повітряною масою  $m_a = 3,85m_v$  при температурі потоку  $T_\infty = 1200$  К, враховуючи витрати тепла на випаровування, дає температуру суміші  $T_{\text{mix}} = 900$  К, а це означає, що затримка загоряння зростає на 1,5–2,0 порядки.

Проблема кількісного опису аеродинаміки аерозольного шлейфу, який випаровує у сліді краплі, що руйнується, розв’язана теоретично у замкненому вигляді. Розроблена модель випаровувальної балістики розпилу дозволяє вивчити динаміку формування КФС і парової хмари за заданими радіусом батьківської краплі і властивостями системи паливо – окислювач. Для функції розподілу (4) виявлено встановлення незмінної структури КФС. Паливна суміш є перезбагаченою через швидке зростання поверхні рідини та інтенсифікацію випаровування потоком, яка збільшує період індукції хімічних реакцій. Модель може застосовуватися як до задач гетерогенної детонації, так і до розрахунку деяких типів форсунок.

## Цитована література

1. *Gurin A. G.* Распределение диспергированных капелек при дроблении капли в скоростном потоке газа // Инж.-физ. журн. – 2011. – **84**, № 4. – С. 805–812.
2. *Sirignano W. A.* Fluid dynamics and transport of droplets and sprays. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010.
3. *Gurin A. G.* Теория дробления капли по механизму градиентной неустойчивости // Доп. НАН України. – 2013. – № 8. – С. 55–63.
4. *Gurin A. G.* Уравнения кинетики дробления капли в скоростном потоке газа // Инж.-физ. журн. – 2011. – **84**, № 2. – С. 248–254.
5. *Gurin A. G.* Wake of a shattering fuel drop // Combustion Sci. Techn. – 2012. – **184**, No 10–11. – P. 1412–1426.
6. *Williams F. A.* Combustion theory. – Palo-Alto, London: Addison-Wesley, 1964.
7. *Aggarwal S. K., Tong A. Y., Sirignano W. A.* A comparison of vaporization models in spray calculations // AIAA J. – 1984. – **22**. – P. 1448–1457.

## References

1. *Girin A. G.* J. Engineer. Phys., 2011, **84**, No 4: 805–812.
2. *Sirignano W. A.* Fluid dynamics and transport of droplets and sprays, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010.
3. *Girin A. G.* Dopov. NAN Ukraine, 2013, No 8: 55–63.
4. *Girin A. G.* J. Engineer. Phys., 2011, **84**, No 2, P. 248–254.
5. *Girin A. G.* Combustion Sci. Techn., 2012, **184**, No 10–11: 1412–1426.
6. *Williams F. A.* Combustion theory, Palo-Alto, London: Addison-Wesley, 1964.
7. *Aggarwal S. K., Tong A. Y., Sirignano W. A.* AIAA J., 1984, **22**: 1448–1457.

Одеський національний морський університет

Надійшло до редакції 17.10.2014

**А. Г. Гирин**

### **Факел распыла разрушающейся капли топлива**

Одесский национальный морской университет

*Разработана математическая модель, описывающая испарительную баллистику факела распыла в следе разрушающейся капли. Сорванные капельки рассматриваются как многоскоростная среда. Составлена система уравнений, описывающих динамику двухфазного полидисперсного распыла. В приближении одномерного течения сформулирована задача, которая решена в замкнутом виде в динамическом 3D-пространстве. Исследование включает детальный расчет испарительной баллистики распыла, который формируется в следе капли керосина, разрушающейся в потоке воздуха. Исследованы также структура распыла как динамический процесс его формирования; эволюция дисперсных характеристик каплефазной струи распыла; стабилизация длины струи; формирование парового облака.*

**Ключевые слова:** испарительная баллистика распыла; эволюция функции распределения; моделирование.

**O. G. Girin**

### **Wake of a shattering fuel drop**

Odesa National Maritime University

*A mathematical model, which describes the evaporation ballistics of a mist in the wake of a shattering drop, is elaborated. The stripped droplets are considered as a multiveLOCITY continuum, and a system of equations describing the two-phase polydisperse spray dynamics is proposed. The problem is formulated in a one-dimensional spatial approximation of the flowfield and is solved in closed form in a dynamic 3D space. This study includes a detailed calculation of the ballistics of an evaporating spray generated in the wake of a kerosene drop fragmented by an air stream. The structure of the spray related to the dynamic process of spray formation, the evolution of the dispersive characteristics of the liquid-phase spray jet, the stabilization and the range of a jet, and the vapor cloud formation are investigated.*

**Keywords:** evaporating spray ballistics, distribution function evolution, modelling.