

РОЗВИТОК НЕСТІЙКОСТІ ТИПУ РЕЛЕЯ-ТЕЙЛОРА НА ПОВЕРХНІ РОЗРЯДНИХ КАНАЛІВ У РІДИНАХ ТА МЕХАНІЗМИ ЇЇ ОБМЕЖЕННЯ

Л.М. Войтенко, О.В. Кононов, П.В. Порицький, П.Д. Старчик

Проведено спостереження розвитку збурень, що виникають на поверхні каналів імпульсних електричних розрядів у рідинах. Побудовано наближену гідродинамічну модель їх розвитку і показано, що збурення виникають у результаті нестійкості типу Релея-Тейлора. Розглянуто можливі механізми обмеження нестійкості.

Визначальний вплив на плазму імпульсних електричних розрядів у рідинах (ІРР) здійснюють процеси в зоні її контакту з конденсованою речовиною. У наявних фізичних моделях ІРР обумовлений теплопровідністю контактного шару потік енергії на стінку плазмового каналу та зворотний потік випареної речовини вважаються однорідними [1 - 4]. Детальне дослідження плазми ІРР виявило на початкових фазах розрядів дрібномасштабні нерегулярності нагріву поверхні плазмових каналів [5 - 7]. Розвиток таких збурень нагріву супроводжувався просторовою модуляцією та прискоренням спаду інтенсивності випромінювання, деформацією поверхні каналів, зниженням електропровідності плазми в розрядах. Одну з основних причин цього явища встановлено далі шляхом порівняння експериментально зареєстрованої динаміки деформації поверхні каналів ІРР з результатами її моделювання на основі розв'язання відповідно сформульованої задачі розвитку нестійкості Релей-Тейлорівського (РТ) типу. Такого типу нестійкість притаманна системам, в яких зона розділу між рідинами різної густини прискорюється в бік більшої густини, - ситуація, що має місце в ІРР на їх початку.

У ряді робіт поведінку РТ нестійкості в подібних умовах було розглянуто у зв'язку з вирішенням проблеми лазерного термоядерного синтезу [8 - 11]. При цьому коректний аналіз РТ нестійкості потребував чисельного моделювання і враховував багатократне стискання речовини за час розвитку процесу. Розвиток РТ нестійкості в ІРР істотно відрізняється від проаналізованої ситуації. Відмінність крайових умов та просторового розподілу речовини не дозволяє безпосередньо використати отримані в [8 - 11] результати для аналізу РТ нестійкості в ІРР. Але незначний ступінь стискання рідини в необмеженому об'ємі навкруги ІРР дає змогу в наближенні нестисливої рідини і малих амплітуд збурень розглянути поставлену задачу в аналітичному вигляді. Крайові умови задачі визначено через значення кінематичних параметрів (радіус, прискорення) поверхні каналу, що вимірювались у проведених для цього спеціальних експериментах. Для ідентифікації нестійкості її розрахункові інкременти та спектральні характеристики порівнювались з фактичними характеристиками зареєстрованих в ІРР збурень.

1. Експериментальні дослідження розвитку збурень

Спостереження розвитку збурень поверхні ІРР виконано шляхом фотографування розрядного каналу швидкісною фотокамерою СФР-3М. Для візуалізації бокової поверхні каналу застосовано підсвічування видовженим зовнішнім джерелом (імпульсна лампа ІФП-2000). Досліджувались розряди з різними режимами вводу енергії (табл.1): Р1 - швидкий, Р2 - середній, Р3 та Р4 - повільний. Напруга та струм контролювались за допомогою осцилографа С8-11. Питому електропровідність плазми каналу розраховано за вимірними електричними параметрам та значенням радіуса розрядного каналу. Температуру плазми визначено за спектрами випромінювання.

Таблиця 1. Параметри типових розрядів, для яких досліджено розвиток збурень

Тип розряду	Задані параметри				Вимірні параметри		
	C мкФ	L мкГн	U_0 кВ	l_{PP} мм	I_{\max} кА	$\sigma_{\text{сер}}$ (ОМ·СМ) ⁻¹	T_{\max} °К
P1	15	0,47	30	40	160	750	38000
P2	15	0,47	20	40	105	600	33000
P3	15	0,47	10	40	50	460	30000
P4	15	1,55	30	100	95	300	20000

Примітка: C - ємність накопичувального конденсатора; L - повна індуктивність розрядного кола; U_0 - напруга заряду конденсатора; l_{PP} - довжина розрядного проміжку; I_{\max} - максимальний струм розряду; $\sigma_{\text{сер}}$ - середня питома електропровідність плазми; T_{\max} - максимальна температура плазми.

Збурення мають вигляд брижі на поверхні каналу (рис. 1), амплітуда якої досягає $0,2 \pm 0,5$ мм (5 ± 10 % радіусу). Знайдено, що їх розвиток залежить від умов ініціювання ІРР та параметрів розрядного кола - збурення посилюються при зменшенні початкової напруги або збільшенні індуктивності розрядного кола. Особливість динаміки досліджених збурень полягає в тому, що після досягнення максимальної амплітуди вони починають згасати і в деякий момент часу майже зникають (рис. 1, в), після чого їх амплітуда знов зростає. Поряд з кінограмами ІРР наведено спектри просторових гармонік збурень, що отримані шляхом Фур'є аналізу розподілу яскравості світіння поверхні каналу. Спектр гармонік обмежено зверху значеннями хвильового вектора $k = 100 \pm 150$ см⁻¹, що відповідає поперечному розміру збурень $0,4 \pm 0,6$ мм.

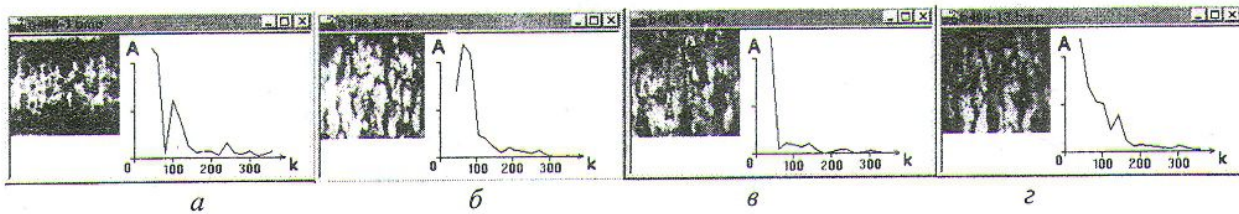


Рис. 1. Кінограми поверхні розрядних каналів та спектри просторових гармонік, отримані методом Фур'є аналізу яскравості. Розряд Р3. A - амплітуда гармонік, відн. од.; k - хвильові числа, см⁻¹. Час від початку розряду на кадрах: a - 4 мкс; b - 10 мкс; v - 16 мкс; z - 24 мкс.

Реєстрацію розширення каналу здійснено шляхом фотографування камерою СФР-3М у режимі щілинної розгортки. Одну з отриманих фотореєстрограм наведено на рис. 2, б. Комп'ютерна обробка цих зображень дозволяє виділити межу каналу і отримати часові залежності радіуса (рис. 2, а), швидкості розширення та прискорення (рис. 2, в, г) стінки каналу. Можна виділити дві відмінні фази розвитку ІРР: активну, коли прискорення поверхні направлено в бік рідини, що оточує канал (на графіках додатне), та фазу гальмування, в якій прискорення направлено в бік плазми. Тривалість активної фази ($2,2 \pm 6$ мкс) і наведених даних менша за перший напівперіод розрядного струму (10 мкс). Порівняно з повільними (Р3, Р4) потужні розряди (Р1) мають коротшу активну фазу, але вищі значення прискорення.

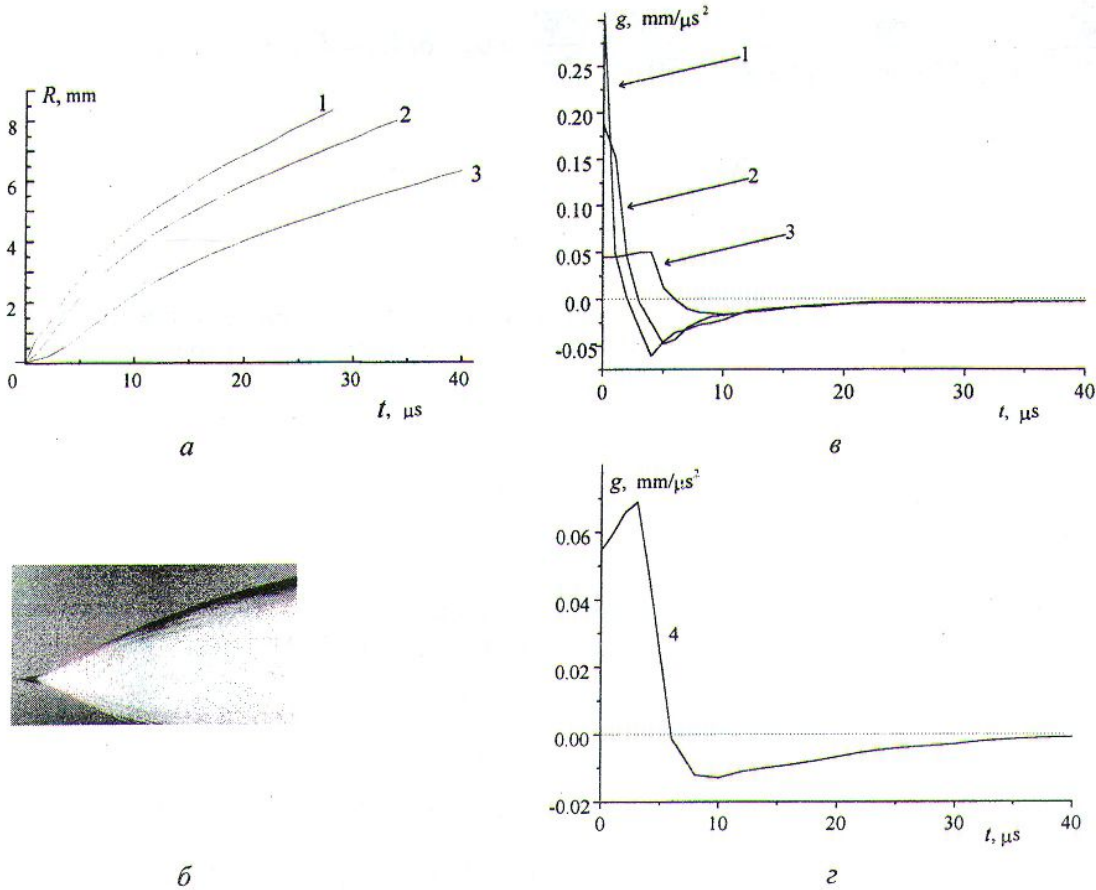


Рис. 2. Залежності від часу радіусів поверхні (а); СФР-грама розряду Р4 від початку до 25 мкс (б); залежності від часу прискорення (g) поверхні. 1 - P1, 2 - P2, 3 - P3, 4 - P4, (e, z).

2. Лінійна теорія розвитку збурень поверхні ІРР

Відомо, що густина плазми ІРР майже в сто разів менша за густину рідини, яка її оточує, і практично вся кінетична енергія макроскопічного руху в контактній зоні зосереджена в рідині. Це дозволяє при розгляді деформації поверхні розрядного каналу знехтувати рухом плазми і розглядати тільки динаміку рідини, використовуючи кінематичні параметри поверхні каналу як крайові умови.

Розглянемо незбурений канал циліндричної симетрії. Хай вісь Z лабораторної системи відліку (r, θ, z) співпадає з віссю ІРР. $R_r(t)$ - радіус незбуреної межі каналу, що рухається в радіальному напрямку, $\tilde{R}_r(\theta, z, t)$ - її збурення. Зовнішня відносно поверхні $R_r + \tilde{R}_r$ область заповнена нестисливою рідиною густини ρ . У разі малої амплітуди збурень течія є потенційною $\Delta\varphi = 0$ [12]. Потенціал течії представимо у вигляді $\varphi = \varphi_0 + \tilde{\varphi}$, $\varphi_0(r, t) = V_r(t)R_r(t) \ln r$ - незбурений розв'язок, $\tilde{\varphi}(r, \theta, z, t)$ - мала поправка. Для знаходження $\tilde{\varphi}$ перейдемо в супутню систему відліку $(t_a$ - деякий момент часу)

$$r^* = r - [R_r(t) - R_r(t_a)]; \quad \theta^* = \theta, \quad z^* = z, \quad t^* = t \quad (1)$$

в якій незбурена поверхня каналу нерухома і виникає фіктивне радіальне гравітаційне поле $g_r^*(t) = -g_r(t) = -\ddot{R}_r(t)$. У координатах (1) вигляд рівняння для потенціалу не змінюється $\Delta\tilde{\varphi} = 0$, тому для збурення потенціалу маємо $\Delta\tilde{\varphi}^* = 0$ і

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{(r^* + \delta R)} \frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial r^*} + \frac{1}{(r^* + \delta R)^2} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^*}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^*}{\partial z^2} = 0, \quad \delta R(t) = R_\Gamma(t) - R_\Gamma(t_a) \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial r^*} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{g_\Gamma} \frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial t} \right) \right] \Big|_{r^* = R_\Gamma^* = R_\Gamma(t_a)} = 0. \quad (3)$$

Крайову умову (3) знайдено стандартним методом побудови крайових умов на вільній поверхні рідини в гравітаційному полі [12], виходячи з розкладу по ступеням збурення першого інтеграла руху потенційної течії на поверхні рідини:

$$\left\{ \frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial t} + \frac{1}{2} (\tilde{v}^*)^2 + g_\Gamma(t) r \right\} \Big|_{r^* = R_\Gamma^*} = 0. \quad (4)$$

При $\delta R = 0$ рівняння (2) переходить у рівняння Лапласа в циліндричних координатах. Для досліджуваних ІРР $R_\Gamma(t)$, $\delta R(t)$ - зростаючі функції і нерівність $\delta R(\tau) \ll R_\Gamma(t_a) < r^*$ визначає праве τ -оточення точки t_a , в якому зміна радіуса поверхні каналу мала порівняно з його початковим значенням $R_\Gamma(t_a)$. У цьому оточенні розв'язок рівняння (2) з точністю до $O(\tau)$ дорівнює розв'язку рівняння Лапласа

$$\tilde{\varphi}^* = \tilde{\varphi}^*(r, \theta, z, t) = a(t) \sin(m\theta + \alpha) \sin(kz + \beta) \Phi(r^*), \quad (5)$$

де m - азимутальної номер; k - поздовжнє хвильове число моди збурення. При $k > 0$ радіальна частина потенціалу $\Phi(r^*) = K_m(kr^*)$ є модифікована функція Бесселя 2-го роду, а при $k = 0$ $\Phi(r^*) = (r^*)^{-m}$. Застосувавши методи теорії збурень, малу похибку $O(\tau)$ можна оцінити як згортку потенціалу Ньютона з функцією $\frac{\delta R(\tau)}{r^2} \left(\frac{k}{2} K_{m-1} + \frac{2m^2}{r} K_m + \frac{k}{2} K_{m+1} \right) \sin(m\theta) \sin(kz) \sim O(\tau)$. Підстановка (5) у крайові умови дає рівняння

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{g_\Gamma} \frac{da}{dt} \right) &= \frac{m}{R_\Gamma^*} a = \frac{m}{R_\Gamma(t_a)} a, & k = 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{g_\Gamma} \frac{da}{dt} \right) &= \frac{K_{m-1}(kR_\Gamma(t_a)) + K_{m+1}(kR_\Gamma(t_a))}{2K_m(kR_\Gamma(t_a))} ka, & k > 0 \end{aligned} \quad (6)$$

що на визначеному нерівністю $\delta R(\tau) \ll R_\Gamma(t_a)$ малому часовому відрізьку τ описує динаміку амплітуди $a(t)$ збурень потенціалу течії. На правому його краї похибка визначення амплітуди має порядок $O(\tau^2)$, що можна перевірити прямим інтегруванням рівняння (3) з поправкою $O(\tau)$ до $\tilde{\varphi}^*$. Тепер для розбиття обмеженого часового інтервалу $T = \sum [t_a, t_a + \tau)$ можна побудувати складену функцію, яка на кожному з цих інтервалів є розв'язком відповідного рівняння (6), а в точках t_a є неперервною і має

неперервну похідну. Побудовані таким чином на послідовності розбиттів $\tau_i \rightarrow 0$ функції $a_i(t)$ є послідовністю Коши, яка рівномірно збігається до функції $a(t)$, що є розв'язком рівняння (6) при заміні $t_a = t$. Норма $\|a(t) - a_i(t)\|$ на інтервалі T має порядок $O(\tau_i T)$ і при $\tau_i \rightarrow 0$ наближається до 0.

Гармонікам (5) відповідають відхилення поверхні

$$\tilde{R}_\Gamma(\theta, z, t) = A(t) \sin(m\theta + \alpha) \sin(kz + \beta), \quad \dot{A}(t) = a(t) \Phi'(R_\Gamma^*(t)), \quad (7)$$

де амплітуди $A(t)$ інваріантні відносно перетворення (1), а зв'язок між $A(t)$ і $a(t)$ знайдено з умови, що на вільній поверхні радіальна швидкість рідини дорівнює швидкості поверхні. Співвідношення (7) переводить (6) у рівняння, яке містить тільки інваріантні відносно (1) величини і дійсне в лабораторній системі відліку:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dt^2} &= \frac{m}{R_\Gamma(t)} g_\Gamma(t) A, & k &= 0 \\ \frac{d^2 A}{dt^2} &= \frac{K_{m-1}(kR_\Gamma(t)) + K_{m+1}(kR_\Gamma(t))}{2K_m(kR_\Gamma(t))} k g_\Gamma(t) A, & k &> 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Рівняння (8) описують динаміку малих збурень поверхні розрядного каналу в конденсованому середовищі. При $g_\Gamma > 0$ (прискорення поверхні незбуреного каналу направлено в бік рідини) виникає нестійкість типу Релея-Тейлора із залежним від часу інкрементом

$$\varpi = \sqrt{\frac{m}{R_\Gamma(t)} g_\Gamma(t)} \quad (\text{для азимутальної моди } k = 0),$$

$$\varpi = \sqrt{\frac{K_{m-1}(kR_\Gamma(t)) + K_{m+1}(kR_\Gamma(t))}{2K_m(kR_\Gamma(t))} k g_\Gamma(t)} \quad (\text{для } k > 0). \quad \text{При від'ємному } g_\Gamma \text{ існують}$$

коливання поверхні типу гравітаційних хвиль на глибокій воді.

3. Механізми насичення нестійкості

Внаслідок значного притоку енергії з плазми на поверхню каналу має місце інтенсивна абляція рідини. Виникає потік речовини в плазму з поверхні $\mu = \frac{\rho dl}{dt}$, який приводить до появи реактивної сили - абляційного тиску $p_a^* = \mu w$ (dl - товщина випареного за час dt шару рідини, w - швидкість руху плазми від поверхні в супутній системі відліку). За рахунок більшого потоку енергії на верхівках збурень, що вклинюються у плазму, інтенсивність абляції μ вища; виникає додатковий перепад тиску, який стримує розвиток нестійкості.

Зміну тиску \tilde{p}_a^* при розвитку збурень можна оцінити з балансу енергії на поверхні ІРР у супутній системі відліку $\mu C_\Sigma + \frac{1}{2} \mu w^2 = Q$ (C_Σ - теплота утворення 1 г плазми, Q - потік енергії на поверхню каналу), варіація якого дає (у супутній системі відліку $w_0 = V_\Gamma$)

$$\tilde{\mu} C_\Sigma + \tilde{\mu} \frac{V_\Gamma^2}{2} + \mu_0 V_\Gamma \tilde{w} = \tilde{Q}. \quad \text{Для досліджених розрядів } C_\Sigma \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}^2, \text{ а } V_\Gamma \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с,}$$

$$R_\Gamma \sim 0,1 \text{ см, } \varpi \sim 10^6 \text{ с}^{-1}, \text{ тому } V_\Gamma \ll \sqrt{C_\Sigma} \text{ та } \left(\frac{\mu_0}{\tilde{\mu}}\right) V_\Gamma \tilde{w} \leq \left(\frac{R_\Gamma}{A}\right) V_\Gamma \varpi A = \varpi R_\Gamma V_\Gamma \sim 5 \cdot 10^9 \ll C_\Sigma, \text{ і}$$

другим та третім членами можна знехтувати, звідки $\tilde{\mu} = \frac{\tilde{Q}}{C_\Sigma}$. Далі з варіації тиску

$\tilde{p}_a^* = \delta p_a^* = \delta(\mu w)$ знаходимо

$$\tilde{p}_a^* = \frac{\tilde{Q} - \tilde{\mu} C_\Sigma}{w_0} + \frac{1}{2} \tilde{\mu} w_0 = \frac{\tilde{Q}}{C_\Sigma} w_0 = \frac{\tilde{Q}}{C_\Sigma} V_\Gamma. \quad (9)$$

На величину \tilde{Q} впливають кілька факторів: зміна товщини перехідного теплопровідного шару (А), зміна геометрії опромінення поверхні з боку плазми (Б) та зміна тепловиділення за рахунок перерозподілу густини струму (В).

Випадок А. У перерізі каналу ІРР плазма майже ізотермічна і весь перепад температур припадає на тонкий перехідний шар у поверхні. Тому \tilde{Q} можна оцінити як варіацію стаціонарного потоку Q при зміні товщини шару $\tilde{Q} = -Q_0 \frac{A}{l_0}$, де A - амплітуда збурень, l_0 - товщина незбуреного шару. Втрати на випромінювання $< 10\%$, і Q_0 дорівнює нагріву струмом $I(t)$, що припадає на одиницю поверхні. У результаті (σ - питома електропровідність плазми)

$$\tilde{p}_a^* = -A \frac{I^2}{4\pi^2 \sigma R_\Gamma^3 C_\Sigma l_0} V_\Gamma = -A B_1(t). \quad (10)$$

Випадок Б характеризує часткове екранування ультрафіолетового випромінювання плазми боковими стінками збурень - тілесний кут Ω_A , з якого у верхівку збурення приходить випромінювання, менший за 2π . Таким чином, потік енергії визначається інтегралом від освітленості за Ω_A . Для малих збурень його варіація

дає $\tilde{Q} \approx -\frac{\bar{\sigma} T^4}{\pi^2} \left(k^2 + \frac{m^2}{R_\Gamma^2} \right) A^2$, і додатковий абляційний тиск дорівнює

$$\tilde{p}_a^* = -A^2 \left(k^2 + \frac{m^2}{R_\Gamma^2} \right) \frac{\bar{\sigma} T^4}{\pi^2 C_\Sigma} V_\Gamma = -A^2 B_2(t). \quad (11)$$

Випадок В. У наближенні 1-го порядку азимутальні моди збурень не змінюють розподіл струму, а для повздовжніх мод з рівняння неперервності для компонент

густини струму маємо $j_z = \frac{I}{\pi R_\Gamma^2(z)}$, $j_r = r \frac{I}{4\pi R_\Gamma^3(z)} \frac{dR_\Gamma}{dz}$. Якщо $L_D = \sqrt{\frac{4\lambda_p}{C_p \rho_p \omega}}$ -

характерна відстань дифузії тепла в плазмі, то $\tilde{Q} = L_D \delta(j_z^2 + j_r^2) / \sigma$ є варіація тепла, що виділяється біля поверхні в шарі L_D при $\delta R_\Gamma = A$, і

$$\tilde{p}_a^* = -A \frac{2I^2 L_D}{\pi^2 \sigma R_\Gamma^5 C_\Sigma} V_\Gamma = -A B_3(t). \quad (12)$$

Для розгляду нелінійних аспектів пригнічення розглянемо випадок, коли при $t = 0$ існує тільки одна мода збурень значної амплітуди. У такій ситуації обмеження її амплітуди почнеться раніше, ніж вплив від появи вищих гармонік. Варіація абляційного

тиску \tilde{p}_a^* приводить до появи в (4) додаткового члена $+\frac{\tilde{p}_a^*}{\rho}$; рівняння (2) не змінюється, а крайові умови (3) набувають вигляду

$$\left[\frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial r^*} + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(g_\Gamma + \frac{\tilde{p}_a^*}{\rho} \right)^{-1} \frac{\partial \tilde{\varphi}^*}{\partial t} \right\} \right]_{r^*=R_\Gamma^*} = 0, \quad (13)$$

Це відповідає заміні прискорення $g_\Gamma(t)$ його ефективним значенням $g_\Gamma + \frac{\tilde{p}_a^*}{\rho}$. У результаті рівняння (8) для амплітуди збурення поверхні набувають вигляду

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dt^2} &= \left[\frac{m}{R_\Gamma(t)} g_\Gamma(t) \right] \left\{ g_\Gamma(t) A - \frac{B(t)}{\rho} A^{n+1} \right\}, & k=0 \\ \frac{d^2 A}{dt^2} &= \left[\frac{K_{m-1}(kR_\Gamma(t)) + K_{m-1}(kR_\Gamma(t))}{2K_m(kR_\Gamma(t))} \right] \left\{ kg_\Gamma(t) A - k \frac{B(t)}{\rho} A^{n+1} \right\}, & k>0 \end{aligned} \quad (14)$$

де $B(t)$ - коефіцієнти, визначені у формулах (10) - (12), $n = 2$ для (11) та $n = 1$ в інших випадках. Насичення нестійкості відбувається при амплітудах збурень, для яких права частина (14) набуває нульового значення, тобто при $A_{\text{lim}} = \sqrt[n]{\frac{g_\Gamma \rho}{B}}$.

4. Порівняння з експериментом та висновки

Шляхом чисельного розв'язання рівняння (14) проведено моделювання різних мод збурень поверхні плазмового каналу для розрядів P1÷P4. При моделюванні використано отримані для цих розрядів експериментальні залежності радіусів та прискорень поверхні каналів від часу (див. рис. 2), коефіцієнти пригнічення нестійкості B_1, B_2 обчислено за формулами (10) і (11) з використанням вимірних значень температури та електричних параметрів. Середні значення коефіцієнтів B_1, B_2, B_3 в активній фазі розрядів та відповідні граничні амплітуди (для збурень з хвильовим числом 100 см^{-1}) наведено у табл. 2.

Таблиця 2. Граничні амплітуди збурень поверхні для різних механізмів обмеження нестійкості

Тип розряду	Ф-ла (10)		ф-ла (11)		ф-ла (12)	
	(B_1 / ρ)	A_{lim}	(B_2 / ρ)	A_{lim}	(B_3 / ρ)	A_{lim}
	с^2	мм	$\text{см} \cdot \text{с}^{-2}$	мм	с^2	мм
P1	$15 \cdot 10^{11}$	0,2	$45 \cdot 10^9$	7,7	$25 \cdot 10^9$	10
P2	$8 \cdot 10^{11}$	0,25	$33 \cdot 10^9$	7	$15 \cdot 10^9$	12
P3	$3 \cdot 10^{11}$	0,16	$23 \cdot 10^9$	4,5	$6,5 \cdot 10^9$	8
P4	$6 \cdot 10^{11}$	0,1	$5 \cdot 10^9$	11	$12 \cdot 10^9$	4

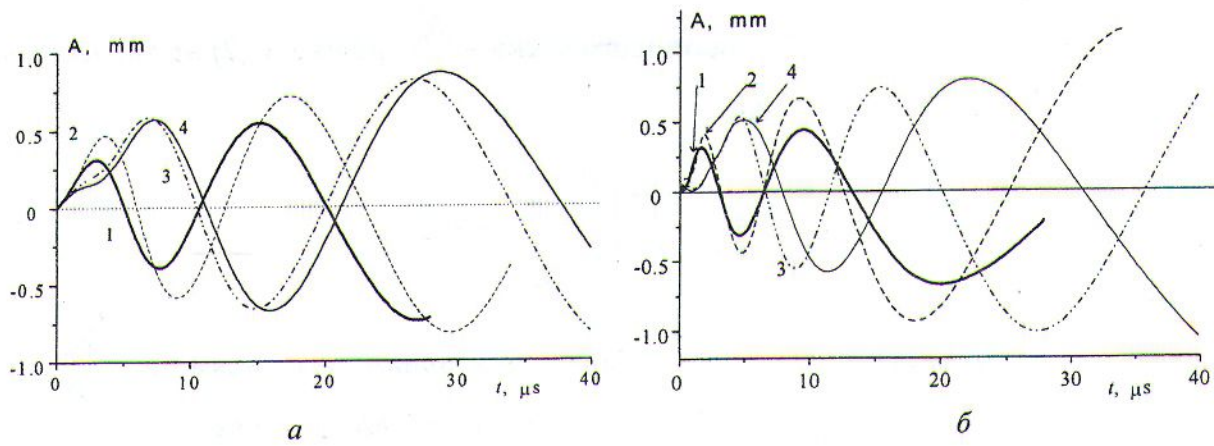


Рис. 3. Динаміка чисто повздожніх $k = 100 \text{ см}^{-1}$ (а) та азимутальних $m = 40$ (б) збурень поверхні для різних типів розрядів: 1 - P1, 2 - P2, 3 - P3, 4 - P4.

Типові результати розрахунків росту амплітуд збурень для повздожніх мод наведено на рис. 3, а, а для азимутальних мод - на рис. 3, б. Отримані результати показують, що в активній фазі ІРР (додатному значенні $g_r(t)$) на поверхні каналу розвиваються гідродинамічні нестійкості типу Релея-Тейлора, які у фазі гальмування переходять у поверхневі хвилі типу гравітаційних хвиль на глибокій воді. Максимальні розрахункові значення інкремента нестійкості коливаються від $1,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ (розряд Р1) до $0,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ (розряди Р3, Р4). Такі значення інкремента існують до моменту часу приблизно $0,5 \text{ мкс}$ від початку розряду, далі включаються механізми нелінійного пригнічення нестійкості і швидкість росту амплітуди зменшується. Моделювання показало, що найбільш імовірним механізмом обмеження збурень є варіація абляційного тиску за рахунок зміни товщини неізотермічного перехідного шару - формула (10). При товщині перехідного шару близько $0,4 \pm 1 \text{ мм}$ цей механізм обмежує амплітуду збурень на рівні, що реально спостерігається в експериментах, тобто $0,2 \pm 0,5 \text{ мм}$. Інші розглянуті механізми (див. табл. 2) не приводять до істотного обмеження амплітуд збурень. Однак слід зазначити, що механізм обмеження за рахунок екранування випромінювання стінками збурень - формула (11), внаслідок квадратичної залежності коефіцієнта B_2 від хвильового числа, може відповідати за відсутність дрібномасштабних збурень. Коефіцієнти пригнічення в формулах (10) і (12) пропорційні швидкості вкладу енергії в розряд ($\sim I^2$), тобто в розрядах з високим енерговкладом насичення збурень починається раніше і досягається при менших амплітудах. Це пояснює результати експериментів з потужними розрядами (початкова напруга понад 40 кВ , довжина розрядного проміжку до 40 мм), в яких не вдалося зареєструвати збурення, що перевищують розрізнявальну здатність апаратури.

На рис. 4 показано розраховані за допомогою розробленої моделі положення моменту обернення залежно від моди збурень. Видно, що для збурень з поперечними розмірами $0,2 \pm 1 \text{ мм}$, які спостерігалися в експериментах, момент обернення практично не залежить від моди. Це означає, що всі моди збурень переходять через нульове положення практично одночасно і в цей момент положення реальної межі каналу майже співпадає з положенням його незбуреної поверхні, що добре узгоджується з наведеними результатами дослідів.

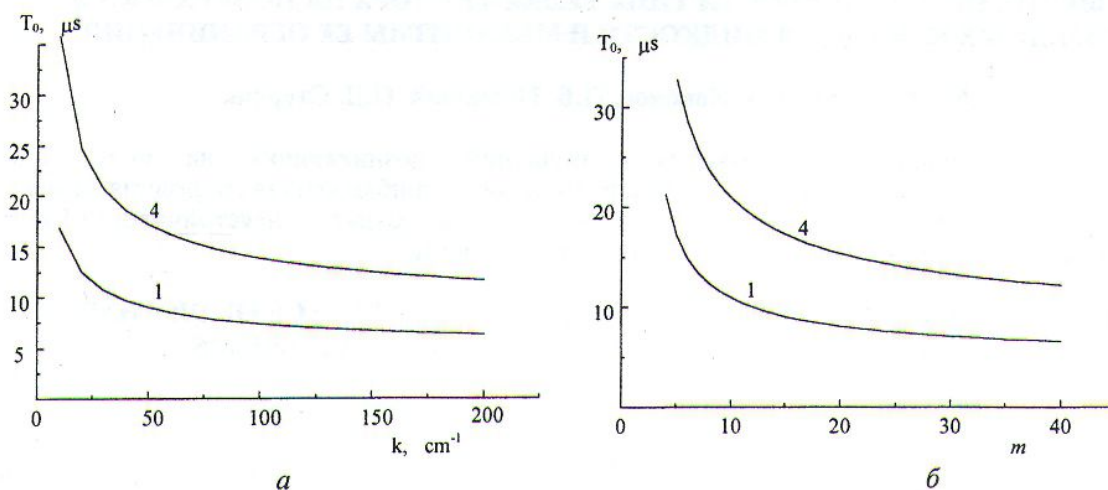


Рис. 4. Час T_0 обернення збурення (момент першого переходу коливання через положення рівноваги): *a* - чисто повздовжні моди збурень (k - хвильове число); *б* - азимутальні збурення (m - номер азимутальної моди): 1 - розряд P1, 4 - розряд P4.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Иоффе А.И. К теории начальной стадии электрического разряда в воде // Ж. прикл. механики и техн. физики. - 1966. - № 6. - С. 69 - 72.
2. Комельков В.С., Скворцов Ю.С. Расширение канала мощной искры в жидкости // Докл. АН СССР. - 1959. Т. 129, № 6. - С. 1273 - 1276.
3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. - М.: Наука, 1971. - 155 с.
4. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. - Киев: Наук.думка, 1990. - 208 с.
5. Пасечник Л.Л., Попов А.Ю., Старчик П.Д., Федорович О.А. Динамика развития неустойчивости поверхности плазменного канала импульсного электрического разряда в жидкости // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. - 1979. - С. 453.
6. Пасечник Л.Л., Попов А.Ю., Старчик П.Д., Федорович О.А. К вопросу о развитии нерегулярностей свечения в канале импульсного электрического разряда в жидкости // Тез. докл. II Всесоюз. конф. по электр. разряду в жидкости и его применению в промышленности. - Киев: Наук.думка, 1980. - С. 12 - 13.
7. Гулый Г.А., Пасечник Л.Л., Старчик П.Д., Федорович О.А. Влияние нарушений однородности плазменного канала на электрические характеристики разряда в жидкости // Там же - С. 14 - 15.
8. Book D.L., Berustein I.B. Soluble model for analysis of stability in an implosive compressible liner // Phys. Fluids. - 1979. - Vol. 22, No 1. - P. 79 - 88.
9. Sakagami H., Nishihara K. Rayleigh-Taylor instability on the pusher-fuel contact surface of stagnation targets // Phys. Fluids B. - 1990. - Vol. 2, No 11. - P. 2715 - 2730.
10. Sakagami H., Nishihara K. Three-dimensional Rayleigh-Taylor instability of spherical systems // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol. 65, No 23. - P. 432 - 435.
11. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез: Пер. с. англ. - М.: Атомиздат, 1977. - 144 с.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. - М.: Наука, 1986. - 736 с.

**РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТИПА РЕЛЕЯ-ТЕЙЛОРА НА ПОВЕРХНОСТИ
РАЗРЯДНЫХ КАНАЛОВ В ЖИДКОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ЕЕ ОГРАНИЧЕНИЯ**

Л.М. Войтенко, А.В. Кононов, П.В. Порицкий, П.Д. Старчик

Выполнено наблюдение развития возмущений, возникающих на поверхности импульсных электрических разрядов в жидкости. Построена приближенная гидродинамическая модель их развития и показано, что возмущения возникают в результате неустойчивости Рэлея-Тейлора. Рассмотрены механизмы ограничения неустойчивости.

**ARISING OF RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY AT THE SURFACE OF DISCHARGE
CHANNEL IN WATER AND ITS SATURATION MECHANISMS**

L.M. Voitenko, A.V. Kononov, P.V. Porytsky, P.D. Starchik

There were observed perturbations at the channel surface of the pulse discharges in water. The approximate hydrodynamic model of the surface perturbations was developed. It was demonstrated that the perturbations arise due to Rayleigh-Taylor type instability. Mechanisms of instability saturation were considered.