

FTAMP 30.17.23

<https://doi.org/10.55956/UNNK1128>

Р.Ж. Наметкулова* 

магистр, аға оқытушы
М.Х.Дулати атындағы Тараз өңірлік университеті
Тараз, Қазақстан
rzh.nametkulova@dulaty.kz

А.К. Кадиримбетова 

магистр, аға оқытушы
М.Х.Дулати атындағы Тараз өңірлік университеті
Тараз, Қазақстан

ЗАРЯДТАЛҒАН ТАМШЫНЫҢ ОРНЫҚСЫЗДЫҚ УАҚЫТЫНА ТҮТҚЫРЛЫҚТЫҢ ӘСЕРІН ТЕОРИЯЛЫҚ ЗЕРТТЕУ

Аңдатпа. Мениікті заряды бойынша орнықсыз тамшының сфералық деформациясы кезіндегі тұтқырлықтың кез келген мәніндегі уақытқа байланысты өзгерісін сипаттайтын бейсызықтық интегралдық теңдеу алынды және оның шешімі анықталды. Қарастырылып отырған құбылыс бейсызықтық болатындықтан, орнықсыздықтың сипаттамалық уақыты орнықсыз тамшының виртуалды сфералық деформациясының амплитудасының бастапқы мардымсыз мәнінен он есе арту уақытымен анықталатыны көрсетілді.

Тірек сөздер: деформация, идеал сұйық, тұтқыр сұйық, кинематикалық тұтқырлық, амплитуда, тығыздық, беттік керілу, заряд, орнықсыздық.

Кіріспе. Аса зарядталған тамшының сипаттамалық ұлғаю уақытын теориялық бағалау мүмкіндігі туралы мәселе үлкен қызығушылық тудыруда. Бұл айтылып отырған феноменнің техникалық физика мен геофизиканың әр түрлі қосымшаларында қолданылуымен, сондай ақ орнықсыздықтың өзгерісін тікелей экспериментте бақылаудың қиындығымен байланысты. Аса зарядталған тамшының орнықтылығының Рэлей критерийлерін тексеру мақсатында жүргізілген көптеген эксперименттерде зерттеушілер

[1], тамшының тек бастапқы және соңғы күйін тіркей алды. [2,3] әдебиеттерде орнықсыздықтың арту процесінің сипаттық уақыттық масштабы орнықсыз тамшының деформациясының шамасы мен деформация шамасына тәуелді тамшы зарядының кризистік мәнінен үлкен дәрежесімен өзара әсерлесу ерекшеліктерімен анықталған жағдайдағы аса зарядталған идеал сұйық тамшысының тұрақсыздығының даму уақытына теориялық баға берілген.

Сфералық және сфероидтық тамшылардағы сұйықтың капиллярлық

қозғалысындағы тұтқыр өшудің әсерінен орнықсыздық инкременті шамасының азаюын қосымша есептеу арқылы есептеудің осы әдістемесін [4] қолдану және бастапқы физикалық негіздемелерге сүйену тұтқырлықтың әсерін бағалауға да мүмкіндік береді.

Зерттеу шарттары мен әдістері. Өткізгіш тұтқыр емес (идеал) сұйықтың радиусы R , заряды Q және беттік керілу коэффициенті σ болатын оқшауланған тамшысының капиллярлық тербелісінің спектрінің өрнегі:

$$\omega_n^2 = \frac{\sigma}{\rho R^3} n(n-1)[(n+2) - W], \quad W = \frac{Q^2}{4\pi\sigma R^3}, \quad (1)$$

мұндағы n - капиллярлық тербелістердің модасының нөмірі, ρ - сұйықтың тығыздығы.

(1)-формулада бойынша, $W > 4$ болғанда амплитудасы ζ уақыт бойынша $\zeta \sim \exp(\gamma_0 t)$ заңға сәйкес артатын тамшының капиллярлық тербелістерінің негізгі модасы ($n = 2$) орнықсыз болады, мұндағы:

$$\gamma_0 = \left\{ \frac{2\sigma}{\rho R^3} W - W_{2*} \right\}^{1/2},$$

W_{2*} - орнықсыздық пайда болуы үшін кризистік болып табылатын негізгі моданың W параметрінің мәні: $W_{2*} = 4$.

Егер сұйық идеал емес болса және кинематикалық тұтқырлығы ν_* болса, онда тамшының негізгі модасының орнықсыздық инкременті тұтқыр өшудің декременті шамасына кемиді:

$$\eta_g \equiv \gamma_0 - \gamma_g \equiv \left\{ \frac{2\sigma}{\rho R^3} (W - W_{2*}) \right\}^{1/2} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \nu_* \cdot k(W)} \right\},$$

$$\gamma_g \approx \gamma_0 [1 + \nu_* k(W)]^{-1},$$

$$k(W) = \left[1 + \frac{16}{W + 4} + \frac{1}{2(W - W_{2*})} \right]. \quad (2)$$

γ_g - тұтқыр сфералық тамшының орнықсыздық инкременті; ν - өзінің сипаттық $(R\sigma/\rho)^{1/2}$ мәнінің бөлігінде

өрнектелген өлшемсіз тұтқырлық; $k(W)$ -ды анықтайтын соңғы қосылатын өрнектің бөлгіші, бұл тамшы зарядының кризистік дәрежесін сипаттайды.

$W = 4$ болғанда капиллярлық тербелістердің негізгі модасының виртуалды қоздырғыштарына сәйкес келетін беттегі $\zeta = \zeta_0 P_2(\cos\theta)$ түріндегі шексіз аз деформацияға қатысты тамшы орнықсыз болып келеді. Мұндай капиллярлық тербелістердің пайда болуына сұйық молекулаларының жылулық қозғалыста болуы да себеп бола алады. Бұл жағдайда ζ_0 амплитудасы $\zeta_0 = (\sigma/k \cdot T)^{1/2}$ өрнегімен анықталады, мұндағы k - Больцман тұрақтысы, T - сұйықтың абсолют температурасы. Капиллярлық толқынның $\sim P_2(\cos\theta)$ қозуы тамшының эксцентриситеті $e_0 = (3\zeta_0/R)^{1/2}$ шамасына тең сфероидқа виртуалдық түрде созылуына сәйкес келеді [5]. Сондай ақ, сфероид үшін негізгі моданың орнықсыздығын жүзеге асыру үшін W параметрінің мәні эксцентриситеттің кему функциясы болып табылатыны белгілі [10]. Эксцентриситеттің e^2 квадраты бойынша сызықтық жуықтаумен e бұл функция мына түрге ие болады [10]:

$$W_{2*} = 4(1 - \alpha \cdot e^2),$$

мұндағы α - 1/3-ке тең сандық коэффициент [10].

Демек, $W = 4$ болған кезде бастапқы сфералық пішінінен $\zeta = \zeta_0 P_2(\cos\theta)$ түріндегі виртуалды (жылулық) өзгеруге ұшыраған тапшы үшін, мұндай ауытқудың амплитудасы уақыт бойынша экспоненциалды заңмен инкрементпен өсе бастайды:

$$\gamma_g \equiv \gamma_0 - \eta_g = \left\{ \frac{8\sigma}{\rho R^3} \alpha e_0^2 \right\}^{1/2} \frac{1}{1 + \nu_* k(W)},$$

мұндағы $W = 4$ үшін $k(W)$ (3)-ті ескеріп, мына түрде жазуға болады:

$$k(W) \equiv k(e_0^2) = \left[3 + \frac{1}{8\alpha e_0^2} \right].$$

$\sim P_2(\cos\Theta)$ ауытқу амплитудасының өсуі тамшының ары қарай созылуына, оның эксцентриситетінің артуына және (3) бойынша параметрдің кризистік мәнінің W кемуіне сәйкес келеді, демек, орнықсыздық инкрементінің артуына әкеледі. Сонымен қатар, тамшының сфералық пішіннен сфероидалық пішінге өзгеруі негізгі моданың орнықсыздық инкрементінің сфероидалық деформацияның шамасына (яғни e^2 эксцентриситет квадратының шамасына) тәуелділігіне әкеп соғады, ол мына түрде болады:

$$\chi \equiv \gamma_{ga} = \gamma_g \left[1 - \frac{2}{1 + 0.8v} e^2 \right], \quad (4)$$

мұнда χ – зарядталған тұтқыр сфероидалық тамшының орнықсыздық инкременті.

Осылайша, сфералық беттің ауытқу ζ амплитудасы $\sim P_2(\cos\Theta)$ уақытқа бйланысты келесі түрдегі заң бойынша өсе бастайды:

$$\zeta = \zeta_0 e^{\chi t} = \zeta_0 \exp \left(\sqrt{\frac{8\sigma}{\rho R^3}} \alpha e^2 \frac{1}{1 + vk(e^2)} \times \left[1 - \frac{2}{1 + 0.8v} e^2 \right] t \right). \quad (5)$$

Зерттеу нәтижелері. (5)-өрнек қозудың арту жылдамдығы $d\zeta/dt$ мен қозудың өзінің амплитудасы ζ арасындағы сызықтық байланыс үшін ғана дұрыс. Кез келген уақыт мезетіндегі амплитуданың ζ шамасын анықтау үшін әрқайсысында (5)-өрнек жақсы орындалатындай әрбір $\Delta t_i (i = 1, 2, 3, 4, \dots)$ уақыт интервалы аралығындағы ζ мәндерінің тізбегін қарастырамыз. χ функциясы уақыт өтуімен e^2 сфероидалдық деформация шамасына бйланысты артады, ендеше, χ уақытқа тәуелді. Уақыт интервалының Δt_i шамасын осы интервалдағы инкременттің өсімшесі $\chi_i - \chi_{i-1}$

алдыңғы уақыт интервалының соңындағы инкременттің шамасынан көп кіші болу шартынан анықтаймыз:

$$\Delta \chi \equiv \chi_i - \chi_{i-1} \ll \chi_{i-1}.$$

Сонда Δt_i интервал ішіндегі χ_i инкременттің шамасын тұрақты және χ_{i-1} шамасына тең деп есептеп, амплитуданың $\Delta \zeta_i$ өсуін (5)-қатынастан анықтауға болады.

Сонымен, басында сфералық тамшы орнықсыз жағдайда болып χ_0 инкрементімен ұзара бастады делік. Δt_1 уақыт ішінде қозудың ζ_0 бастапқы амплитудасы

$$\zeta_1 = \zeta_0 \exp(\chi_0 \Delta t_1)$$

шамасына дейін артады. Бұл эксцентритеттің e^2 квадратының және (4)-өрнек бойынша инкременттің χ_1 –ге дейін артуына алып келеді. Келесі Δt_2 уақыт интервалында қозу амплитудасы келесі заң бойынша өзгереді:

$$\zeta_2 = \zeta_1 \exp(\chi_1 \Delta t_2).$$

Δt_2 уақыт интервалының соңында қозу амплитудасы артады, яғни эксцентритеттің квадраты e^2 артады, және ендеше, инкремент χ артады, Δt_2 интервалының соңында χ_2 –ге тең болады. Келесі Δt_3 уақыт интервалында қозу амплитудасы келесі заң бойынша өседі:

$$\zeta_3 = \zeta_2 \exp(\chi_2 \Delta t_3).$$

Осылайша, i -ші интервал үшін келесі өрнекті аламыз:

$$\zeta_i = \zeta_{i-1} \exp(\chi_{i-1} \Delta t_i).$$

(6)-өрнекке ζ_{i-1} шамасының формуласын қоямыз, ол өз кезегінде ζ_{i-2}, ζ_{i-3} және амплитуданың ζ_0 –ге дейінгі барлық алдыңғы мәндері арқылы өрнектеледі. Ең соңында (6)-формуланың орнына келесі өрнекті аламыз:

$$\zeta_i = \zeta_0 \exp \left(\sum_{k=1}^i \chi_{k-1} \Delta t_k \right).$$

Осы өрнектен $\Delta t_k \rightarrow 0, i \rightarrow \infty$ шегіне өтіп, алатынымыз:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left(\int_0^t \chi(e^2(t)) dt\right).$$

Осы формулаға $\chi(e^2(t))$ орнына χ — ді e^2 — пен байланыстыратын (4) өрнекті қойып, алатынымыз:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left(\int_0^t \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho R^3}} \frac{1}{1 + vk(e^2(t))} \left[1 - \frac{2}{1 + 0,8v} e^2(t)\right] dt\right).$$

e^2 — ты ($e^2 \ll 1$) сызықтық жуықтауы бойынша дұрыс болып табылатын

$$e^2 \approx \frac{3\zeta}{R}$$

қатынасының негізінде ζ арқылы алмастырамыз. Ендеше ары қарай шешімнің құрылуы $(\zeta(t)/R) \ll 0,3$ шартымен шектелген. Нәтижесінде теңдеуді келесі түрде жазамыз:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left(\int_0^t \sqrt{\frac{24\sigma}{\rho R^3}} \frac{1}{R} \frac{1}{1 + vk(\zeta(t)/R)} \left[1 - \frac{6}{1 + 0,8v} \frac{\zeta(t)}{R}\right] dt\right).$$

$$k\left(\frac{\zeta(t)}{R}\right) \equiv \left[3 + \frac{1}{24\alpha} \frac{R}{\zeta(t)}\right].$$

Осылайша, тұтқыр зарядталған тамшының бетінің тербелісінің орнықсыз негізгі модасының $\zeta(t)$ амплитудасына қатысты сызықтық емес интегралдық теңдеуді алдық.

4. Алынған теңдеуді өлшемсіз келесі түрде жазамыз:

$$X(t) = X_0 \exp\left\{\int_0^t \left(X^{\frac{1}{2}} \frac{1}{1 + vk(X)} \left[1 - \frac{6}{1 + 0,8v} X\right]\right) \kappa dt\right\},$$

$$X \equiv \frac{\zeta}{R}, \quad \kappa = \sqrt{\frac{24\sigma}{\rho R^3}} \alpha, \quad k(X) \equiv \left[3 + \frac{1}{24\alpha X}\right].$$

Шешімді табу үшін теңдеуді логарифмдейміз:

$$\ln \frac{X}{X_0} = \int_0^t \left(X^{\frac{1}{2}} \frac{1}{1 + vk(X)} \left[1 - \frac{6}{1 + 0,8v} X\right]\right) \kappa dt.$$

Алынған өрнектің оң және сол жақтарын дифференциалдап, келесі формуланы аламыз:

$$\frac{1}{X} \frac{dX}{d(\kappa t)} = \frac{\sqrt{X}}{1 + vk(X)} \left[1 - \frac{6}{1 + 0,8v} X\right].$$

Айнымалыларды ажыратып және интегралдап, табамыз:

$$\frac{2\alpha}{3} X^{-3/2} + 2(\alpha c - b) X^{-1/2} - 2c^{1/2}(\alpha c + b) \operatorname{arth}(cX)^{1/2} = \frac{2\alpha}{3} X_0^{-3/2} + 2(\alpha c - b) X_0^{-1/2} - 2c^{1/2}(\alpha c + b) \operatorname{arth}(cX_0)^{1/2} - \kappa t, \\ X_0 \equiv \frac{\zeta_0}{R}, \quad a \equiv \frac{v}{24\alpha}, \quad b \equiv 1 + 3v, \quad c \equiv \frac{6}{1 + 0,8v}. \quad (8)$$

Бұл өрнектің arth функциясы бар қосылғышы $X \ll 0$ болғанда (8)-өрнектің басқа мүшелерінен көп кіші және $X \sim 1$ болғандағы орнықсыздықтың дамуының соңғы кезеңінде ғана тамшының уақытша сфероидальқ деформациясының эволюциясында анық байқалады. Тамшылардың релейлік ыдырауы бойынша нақты эксперименттерде $R \sim 100 \mu m$, [1,2], ал жылулық капиллярлық толқындардың амплитудасы $\zeta_0 \sim 0,1 nm$, сондықтан $X_0 \sim 10^{-6}$. Меншікті зарядқа қатысты орнықсыз тамшының ыдырауы $X = 1$ болғанда басталады [1]. Сондықтан (8)-өрнектегі $\sim \operatorname{arth}$ қосылғыштарының уақыттық эволюциясына әсерін ескермеуге болады (бұл тікелей (8) бойынша орындалған тікелей есептеулермен дәлелденеді).

Жалпы жағдайда (8)-өрнек амплитуданың уақытқа анық $\zeta = \zeta(t)$ тәуелділігін алу үшін өте күрделі, сондықтан асимптоталық жағдайларды қарастырамыз. $v = 0$ ($a = 0, b = 1$) болғанда $\sim \operatorname{arth}$ қосылғыштары туралы жоғарыда айтылғанды ескерсек (8)-өрнек келесі түрге өтеді:

$$X^{-1/2} = X_0^{-1/2} - 0,5\kappa t,$$

осыдан шығатыны:

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{(1 - t/T_0)^2}, \quad T_0 = \frac{2}{X_0^{1/2} \kappa} = R^2 \left(\frac{\rho}{6\alpha \zeta_0 \sigma}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

яғни біз меншікті зарядына қатысты орнықсыз идеал сұйықтың тамшысының сфероидальқ деформациясының уақыттық тәуелділігі үшін белгілі өрнекке келеміз [3]. Өте аз тұтқырлық жуықтауында, (8)-өрнекте тек $\sim bX^{-1/2}$

және $bX_0^{-1/2}$ қосылғыштарын қалдыру мүмкін болғанда, меншікті зарядына қатысты орнықсыз тұтқырлығы аз сұйықтың тамшысының сфероидальқ деформациясының уақыттық тәуелділігі үшін (9)-өрнекке ұқсас формуланы аламыз. Бұл өрнек тек bT_0 көбейтіндісінің болуымен ерекшеленеді, яғни тұтқырлықтың болуы орнықсыздықтың дамуының сипаттамалық уақытының артуына алып келеді.

Кинематикалық тұтқырлық v_* , тамшының радиусы R , сұйықтың тығыздығы ρ және оның σ беттік керілу коэффициенті

$$v_* \left(\frac{\rho}{\sigma R} \right)^{1/2} \geq 1$$

шарты орындалатындай мәндерге ие болса, онда тамшының күшті тұтқыр деп айтуға болады [2]. $X \ll 1$ болғанда (8)-қатынастағы $\sim X^{-3/2}$ қосылғыштары анықтаушы болып, (8)-өрнек келесі түрге өтеді:

$$\frac{2a}{3} X^{-3/2} = \frac{2a}{3} X_0^{-3/2} - \kappa t$$

немесе

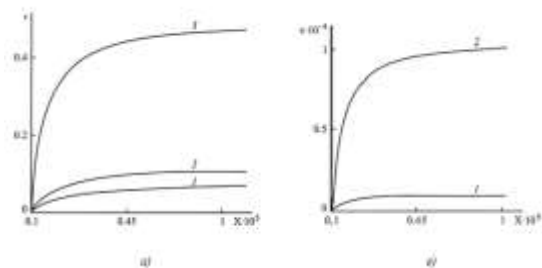
$$\zeta = \frac{\zeta_0}{(1 - t/T_v)^{2/3}}$$

$$T_v = \frac{2}{3} \frac{a}{X_0^{-3/2} \kappa} = vR^3 \left(\frac{\rho}{3^5 \cdot 2^7 \alpha^3 \zeta_0^3 \sigma} \right)^{1/2}$$

$v \geq 1$ күшті тұтқыр тамшының сфероидальқ козуының амплитудасының уақытқа тәуелділігі идеал тамшыға қарағанда әлсіз болатыны байқалады. Тұтқыр тамшы үшін орнықсыздықтың өсу уақытының сипаттамалық масштабы T_v идеал сұйық тамшысының орнықсыздық T_0 уақытына қарағанда $aX_0^{-1/3}$ есе үлкен, себебі X_0 кіші, онда тұтқырлықтың әсері айтарлықтай болады.

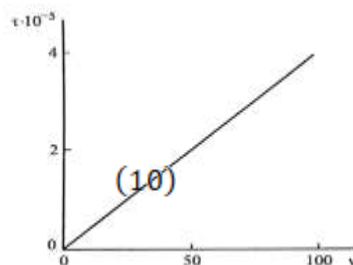
Зерттеу нәтижелерін талдау. 1 және 2-суретте келтірілген,

тұтқырлықтың әр түрлі мәндерінде (8) қатынасқа байланысты сандық есептеулердің нәтижелері көрсеткендей, $v \ll 1$ шартты қанағаттандыратын тұтқырлықтың аз мәндерінің өзі идеал сұйық тамшысымен салыстырғанда орнықсыз тұтқыр тамшының сфероидты деформациясының сипаттық ұлғаю уақытының едәір артуына әкеледі.



1-сурет. Өлшемсіз уақыт пен меншікті заряды бойынша орнықсыз тамшының сферальқ деформациясының өлшемсіз амплитудасы арасындағы тәуелділік. $\alpha=1/3$,

$X_0 = 10^{-6}$, a – идеал сұйық (1) және тұтқырлығы $v = 10^{-5}$ (2), $v = 10^{-3}$ (3) тұтқыр сұйықтар үшін; ә – тұтқыр сұйық үшін $v = 0,25$ (1), $v = 2,5$ (2).



2-сурет. Тамшының виртуальдық сферальқ деформациясының амплитудасының бастапқы мәнінен он есе артуының өлшемсіз уақыты мен (8)-өрнек бойынша есептелген өлшемсіз тұтқырлы арасындағы $\alpha=1/3$,

$$X_0 = 10^{-6}$$

1-суреттен көрініп тұрғандай, процестің аса бейсыздықтығының әсерінен тамшының орнықсыздығының сипаттық уақытының меншікті зарядпен салыстырғанда ұлғаюы бастапқы

виртуальды деформацияның шамамен он есе арту уақытымен анықталады: осы уақыттың өтуімен t –ның X -қа тәуелділігі қанығуға өтеді.

Төменгі, сондай-ақ жоғарғы тұтқырлықта да дұрыс болып табылатын, 2-суретте келтірілген, меншікті зарядқа қатысты орнықсыз тамшының сфероидальқ деформациясының амплитудасының өсуінің T_v сипаттамалық уақытының өлшемсіз тұтқырлыққа қарапайым сызықтық тәуелділігін жеке қарастыруға болады. 2-суретте көрсетілген T_v және v арасындағы тәуелділік

$$T_v = T_0 + gv, \quad (11)$$

түріндегі аналитикалық өрнекпен аппроксимацияланады, мұндағы T_0 – идеал сұйық тамшысының орнықсыздығының дамуының сипаттамалық өлшемсіз уақыты, g – сандық коэффициент.

$$\alpha = 1/3, \quad \rho = 10^{-3} \text{ кг/м}^3, \quad X_0 = 10^{-6}, \quad \sigma = 0,07 \text{ N/m}$$

болғандағы сандық есептеулердің нәтижесі: $T_0 \approx 0,0684$, $g \approx 4035$. T_v және v арасындағы сызықтық тәуелділік жоғары тұтқырлықта ғана орындалатын

(10)-асимптоталық тәуелділікпен үйлеседі.

Қорытынды. Тұтқырлықтың тамшының меншікті зарядына орнықсыз, сфероидальқ деформациясының амплитудасының өсуіне әсер ету тенденциясы туралы алынған нәтижелер жеткілікті айқын: тұтқырлықтың болуы орнықсыздықты жүзеге асыратын сипаттық уақыттың артуына әкелетіндігі айдан анық. Дегенмен, алғаш рет орнықтылық алдында орналасқан тамшы пішінінің аз деформациясының уақыт бойынша өсуінің сызықты емес процесінің әсер ету шартында, осы әсердің сандық бағалауын алу мүмкіндігі туды. Құбылыстың аса бейсызықтығына қарамастан, орнықсыздықтың сипаттық ұлғаю уақыты қарапайым сызықты (өсуші) уақыт функциясы болып табылады.

Әдебиеттер тізімі

1. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа [Текст] / Л.Г. Лойцянский. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
2. Гершуни, Г.З. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости [Текст] / Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
3. Козлов, В.В. О движении тела с жесткой оболочкой и переменной геометрией масс в бесконечном объеме идеальной жидкости [Текст] / В.В. Козлов, Д.А. Онищенко. - М.: Физматлит, 2003. – 476 с.
4. Кикоин, А.К. Молекулярная физика [Текст] / А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. – М.: Наука, 1976. – 480 с
5. Валуева, Е.П. Введение в механику жидкости [Текст] / Е.П. Валуева, В.Г. Свиридов. – М.: Изд-во МЭИ, 2001. – 212 с.
6. Асқарова, А.С. Молекулалық физика [Мәтін]/ А.С.Асқарова, М.С. Молдабекова. – Алматы: Қаз.университеті, 2006. -944 б.
7. Гиршфельдер, Дж. Молекулярная теория газов и жидкостей [Текст]/ Дж.Гиршфельдер, И.Кертис, Р.Берд Р. – М.:ИЛ, 1991. -929 с.

Материал редакцияға 17.09.24 түсті.

Р.Ж. Наметкулова*, А.К. Кадирибетова

Таразский региональный университет им. М.Х. Дулати, Тараз, Казахстан

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОСТИ НА ВРЕМЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ

Аннотация. Получено нелинейное интегральное уравнение, описывающее изменение вязкости во времени при сферическом деформировании нестабильной капли с определенным зарядом и найдено его решение. Поскольку рассматриваемое явление является нелинейным, было показано, что характерное время неустойчивости определяется временем десятикратного увеличения амплитуды виртуальной сферической деформации нестабильной капли от исходного ничтожного значения.

Ключевые слова: деформация, идеальная жидкость, вязкая жидкость, кинематическая вязкость, амплитуда, плотность, поверхностное натяжение, заряд, неустойчивость.

R.Zh.Nametkulova*, A.K.Kadirimbetova

M.Kh. Dulaty Taraz Regional University, Taraz, Kazakhstan

THEORETICAL STUDY OF THE EFFECT OF VISCOSITY ON THE RESISTANCE TIME OF A CHARGED DROP

Abstract. A nonlinear integral equation describing the time-dependent change of viscosity during spherical deformation of an unstable droplet with specific charge was obtained and its solution was determined. Since the considered phenomenon is nonlinear, it was shown that the characteristic time of instability is determined by the time of ten times increase of the amplitude of the virtual spherical deformation of the unstable droplet from the initial negligible value.

Keywords: deformation, ideal fluid, viscous fluid, kinematic viscosity, amplitude, density, surface tension, charge, instability.

References

1. Loitsyansky, L.G. Mekhanika zhidkosti i gaza [Mechanics of liquid and gas] [Text] / L.G. Loitsyansky. – М.: Bustard, 2003. – 840 p.
2. Gershuni, G.Z. Konvektivnaya ustojchivost' neszhimaemoj zhidkosti [Convective stability of an incompressible liquid] [Text] / G.Z. Gershuni, E.M. Zhukhovitsky. – М.: Nauka, 1972. – 392 p.
3. Kozlov, V.V. O dvizhenii tela s zhestkoj obolochkoj i peremennoj geometrijej mass v beskonechnom ob"eme ideal'noj zhidkosti [On the motion of a body with a rigid shell and variable geometry of masses in an infinite volume of an ideal liquid] [Text] / V.V. Kozlov, D.A. Onishchenko. - М.: Fizmatlit, 2003. – 476 p
4. Kikoin, A.K. Molekulyarnaya fizika [Molecular physics] [Text] / A.K. Kikoin, I.K. Kikoin. – М.: Nauka, 1976. – 480 p.
5. Valueva, E.P. Vvedenie v mekhaniku zhidkosti [Introduction to fluid mechanics] [Text] / E.P. Valueva, V.G. Sviridov. – М.: Publishing House of MEI, 2001. – 212 p.

6. Askarova, A.S. Molekulalyқ fizika [Molecular physics] [Text] / A.S.Askarova, M.S. Moldabekova.– Almaty: Kaz.University, 2006. -944 b.
7. Girshfelder, J. Molekulyarnaya teoriya gazov i zhidkostej [Molecular theory of gases and liquids] [Text]/ J.Girshfelder, I.Curtis, R. Bird R. – М.: IL, 1991. -929 p.

Мақалаға сілтеме: Наметқулова, Р.Ж. Зарядталған тамшының орнықсыздық уақытына тұтқырлықтың әсерін теориялық зерттеу [Мәтін] / Р.Ж. Наметқулова, А.К. Кадириббетова // Dulary University Хабаршысы. – 2024. - №3. – Б.57-64
<https://doi.org/10.55956/UNNK1128>