ELASTİK ÖRTÜKDƏ İKİFAZALI MAYENİN OXA QEYRİ-SİMMETRİK HƏRƏKƏTİ

G.M.SALMANOVA
Bakı Dövlət Universiteti
gsm1907@rambler.ru

Baxılan məqalə elastik, nazikdivarlı, silindrik, momentsiz örtükdə ikifazalı barotrop, qabarcıqlı mayedəki kiçik amplitudlu dalğaların oxa qeyri-simmetrik yayılmasının öyrənilməsinə həsr olunmuşdur. Örtük düz, sonsuz uzun və bağlanmamış qəbul olunur. Örtüyü təsvir edən tənliklər Kirxqov – Lyav fərziyyəsinə əsasən yazılır. Uzundalğalı yaxınlaşmada ədədi hesablamalar üçün nümunə kimi tərkibində az miqdarda hava olan maye qarışıq götürülür. Qabarcıqların həcmi tutumunun və dalğa ədədinin dalğanın xarakteristikasına təsiri araşdırılır.

Dinamikanın "deformasiyalanan örtük – maye" sisteminə aid məsələlərini tədqiq etmək üçün mayenin örtüyə olan təsiri nəzərə alınaraq, örtüyün hərəkət tənlikləri yazılır. Problemin məxsusiyyəti ondan ibarətdir ki, qarşılıqlı əlaqəsi olan iki hala baxmaq lazım gəlir. Bununla yanaşı, ayrılma sərhədində klassik şərtlər əvəzinə, birgəlik şərtləri də qoşulur. Alınmış diferensial tənliklər sistemini analitik həll etmək çətinlik törədir. Buna görə də həll prosesində maye və örtüyə məxsus hipotezdən istifadə etməklə, məsələ müəyyən sxematik ardıcıllığa gətirilir. Məqalədə elastik, nazikdivarlı, silindrik, momentsiz örtükdə ikifazalı barotrop, qabarcıqlı mayedəki kiçik amplitudlu dalğaların oxa qeyri-simmetrik yayılması halına baxılır. Yaxınlaşma üsulunda maye axan örtükdə dalğaların xarakteri nəzərə alınır. Həll prosesində yeni tip dalğalar meydana çıxdığına görə, bu nəzəriyyə ilə baxılan məsələdə effektli nəticə əldə etmək mümkün deyil.

Yuxarıda qeyd olunan məsələ texnikanın bir çox sahələrində aktualdır. Aerodinamikada, magistral boru kəmərlərinin istismarında bu tip məsələlərə təsadüf olunur.

1.Məsələnin qoyuluşu: Maye axan deformasiyalanan örtükdə dalğaların yayılmasını təsvir edən tənliklər sisteminə maye və örtüyün hərəkət tənlikləri, axtarılan funksiyanın məhdudiyyət şərtləri, həmçinin maye və örtüyün təmas sərhədində sürət komponentinin kəsilməzlik tənlikləri daxildir. Məsələnin həlli zamanı nəzərə alınır ki, mayedəki qabarcıqlar sferik formalıdır və eyni r_0 radiusa malikdir. r_0 qoyulmuş məsələdəki xarakterik ölçülərlə müqayisədə çox kiçikdir. Qeyd olunanlarla yanaşı, maye qarışığın axınının potensiallı olduğunu nəzərə alsaq, sürət potensialı $\varphi(x,\theta,r,t)$ üçün aşağıdakı ifadəni yaza bilərik [1]:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{a^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}, \tag{1.1}$$

burada t - zaman, Δ - Laplas operatorudur. Hərəkəti silindrik koordinat sistemində öyrəndiyimizdən, Laplas operatorunun silindrik formada yazılışından istifadə olunur:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2}.$$

Sürət potensialı məlum olduqda, hidrodinamik təzyiq q və axının sürət vektoru $\vec{\upsilon}$ aşağıdakı formada yazılır:

$$q = -\rho_f\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \tag{1.2}$$

$$\vec{\upsilon} = grad\varphi. \tag{1.3}$$

(1.1) və (1.2) ifadələrindəki səs sürəti $\vec{a}$ və maye – qaz mühitinin sıxlığı ρ_f müvafiq olaraq, aşağıdakı düsturlarla təyin olunur [2]:

$$a^2 = \frac{1}{\alpha_{20}(1-\alpha_{20})}\left(\frac{\rho_1^0}{\rho_1^0 - \rho_2^0}\right)^2\frac{p}{\rho_1^0}, \tag{1.4}$$

$$\rho_f = (1-\alpha_{20})\rho_1^0 + \alpha_{20}\rho_2^0. \tag{1.5}$$

Sonuncu bərabərliklərdəki α_{20} - qabarcıqların həcmi tutumu, ρ_1^0 və ρ_2^0 - uyğun olaraq, maye və qazın sıxlığı, p - mayenin təzyiqidir.

Örtük, həyəcanlanmamış halda, qalınlığı $2h$, dairəvi radiusu R olan silindrik formada qəbul olunmuşdur. Hərəkətin diferensial tənlikləri aşağıdakı şəkildə yazılır [3]:

$$\begin{cases} \left.\dfrac{1}{R^2}\dfrac{\partial\psi}{\partial\theta} + \dfrac{1}{R^2}w + \dfrac{\nu}{R}\dfrac{\partial u}{\partial x} - \dfrac{1-\nu^2}{2Eh}q\right|_{r=R} + \dfrac{1-\nu^2}{E}\rho_*\dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \\ \dfrac{1}{R^2}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} + \dfrac{1}{R^2}\dfrac{\partial w}{\partial\theta} + \dfrac{1-\nu}{2}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \dfrac{1+\nu}{2R}\dfrac{\partial^2 u}{\partial x\partial\theta} - \dfrac{1-\nu^2}{E}\rho_*\dfrac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0, \\ \dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \dfrac{1-\nu}{2R^2}\dfrac{\partial^2 u}{\partial\theta^2} + \dfrac{1+\nu}{2R}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x\partial\theta} + \dfrac{\nu}{R}\dfrac{\partial w}{\partial x} - \dfrac{1-\nu^2}{E}\rho_*\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \end{cases} \tag{1.6}$$

Burada $\{u,\psi,w\}$ müvafiq olaraq, örtüyün xətti, dairəvi, radial yerdəyişmələridir. ρ_* - örtüyün sıxlığı, E - elastiklik modulu, ν - Puasson əmsalıdır. Məsələnin tamlığı üçün diferensial tənliklər sisteminə maye və örtüyün hərəkətini əlaqələndirən birgəlik şərtini əlavə etmək lazımdır [2]:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \left.\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right|_{r=R}. \tag{1.7}$$

2. Məsələnin həlli: Qaçan dalğalar sinfində dəyişənlərə ayırma üsulundan istifadə olunaraq, məsələnin həlli $\exp(i\omega t)$ kəmiyyəti ilə mütənasib funksiya şəklində axtarılır, buradakı i - xəyali vahid, ω - dairəvi tezlikdir. Qeyd edək ki, bu vəziyyət X oxunun müsbət istiqamətində yaranan dalğaları təsvir edir. Bu halda sürət potensialını,

$$\varphi = \varphi_1(x)\varphi_2(r)\cos(n\theta)\exp(i\omega t) \tag{2.1}$$

şəklində axtaraq.

(2.1) ifadəsini (1.1) – də nəzərə alsaq,

$$\varphi_1''(x)\varphi_2(r) - \frac{n^2}{r^2}\varphi_2(r)\varphi_1(x) + \frac{1}{r}\varphi_2'(r)\varphi_1(x) + \varphi_2''(r)\varphi_1(x) = -\frac{\omega^2}{a^2}\varphi_1(x)\varphi_2(r).$$

Hər tərəfi $\varphi_1(x)\varphi_2(r)$ hasilinə bölsək, nəticədə,

$$\frac{\varphi_2''(r)}{\varphi_2(r)} + \frac{1}{r}\frac{\varphi_2'(r)}{\varphi_2(r)} - \frac{n^2}{r^2} = -\frac{\varphi_1''(x)}{\varphi_1(x)} - \frac{\omega^2}{a^2} = \lambda^2 \tag{2.2}$$

tənliyini alarıq. Sonuncu ifadədə sol tərəf yalnız r-dən, sağ tərəf yalnız x-dan asılıdır, bu hal isə (2.2) tənliyinin hər iki tərəfinin eyni sabitə bərabər olduğunu göstərir. Həmin sabiti λ^2 ilə işarə etmişik. Beləliklə, (2.2)-dən iki diferensial tənlik alarıq:

$$\varphi_1''(x) + \left(\lambda^2 + \frac{\omega^2}{a^2}\right)\varphi_1(x) = 0, \tag{2.3}$$

$$r^2\varphi_2''(r) + r\varphi_2'(r) - n^2\varphi_2(r) - \lambda^2 r^2\varphi_2(r) = 0. \tag{2.4}$$

(2.3) və (2.4) tənliklərinin həllini tapıb, (2.1) – də yazsaq, sürət potensialı φ üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\varphi = AJ_n(i\lambda r)\exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2 + \frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\cos(n\theta), \tag{2.5}$$

burada n - dalğa ədədi, A - ixtiyari inteqrallama funksiyasıdır.

3. Dispersiya tənliyi: Örtüyün hərəkətinin (1.6) diferensial tənliklər sisteminin həllini

$$u = u_0\exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2 + \frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\cos(n\theta), \tag{3.1}$$

$$w = w_0\exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2 + \frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\cos(n\theta), \tag{3.2}$$

$$\psi = \psi_0\exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2 + \frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\sin(n\theta) \tag{3.3}$$

şəklində axtaraq. Burada u_0, w_0, ψ_0 naməlum kompleks sabitlərdir.

Sürət potensialı φ - nin ifadəsini (2.5) və (3.2) düsturlarını (1.7) birgəlik şərtində nəzərə almaqla təyin etmək olar:

$$A = \frac{\omega}{\lambda J_n'(i\lambda R)}w_0.$$

Bu halda sürət potensialı,

$$\varphi = \frac{\omega}{\lambda}\frac{J_n(i\lambda r)}{J_n'(i\lambda R)} w_0 \exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\cos(n\theta). \tag{3.4}$$

Hidrodinamik təzyiq üçün isə

$$q = -\frac{i\omega^2\rho_f}{\lambda}\left\{\frac{J_n(i\lambda R)}{J_n'(i\lambda R)}\right\} w_0 \exp\left\{-i\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}}\,x\right\}\exp(i\omega t)\cos(n\theta) \tag{3.5}$$

alarıq.

Növbəti prosesdə (3.1) – (3.5) ifadələrini örtüyün (1.6) hərəkət tənliklərində nəzərə almaqla, u_0, w_0, ψ_0 kəmiyyətlərinə görə, ω parametrini özündə saxlayan üç xətti bircins cəbri tənliklər sistemi alarıq.

$$M_n = 1 + \frac{1}{2\rho h}\frac{J_n(i\lambda R)}{(i\lambda)J_n'(i\lambda R)},$$

$$\mu = \frac{h}{2R},\quad c_0^2 = \frac{Eh}{2\rho_f R},\quad \rho = \frac{\rho_*}{\rho_f}$$

işarələmələri qəbul etməklə aldığımız tənliklər sistemi aşağıdakı formada olur:

$$\begin{cases} \dfrac{n}{R^2}\psi_0 - \dfrac{i\nu}{R}\sqrt{\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}}\,u_0 + \left\{\dfrac{1}{R^2} - (1-\nu^2)\dfrac{\rho\mu}{c_0^2}M_n\omega^2\right\}w_0 = 0, \\ \left\{\dfrac{n^2}{R^2} + \dfrac{1-\nu}{2}\left(\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}\right) - (1-\nu^2)\dfrac{\rho\mu}{c_0^2}\omega^2\right\}\psi_0 - in\dfrac{1+\nu}{2R}\sqrt{\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}}\,u_0 + \dfrac{n}{R^2}w_0 = 0, \\ \dfrac{1+\nu}{2R}in\sqrt{\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}}\,\psi_0 + \left\{\left(\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}\right) + \dfrac{(1-\nu)n^2}{2R^2} - (1-\nu^2)\dfrac{\rho\mu}{c_0^2}\omega^2\right\}u_0 + \dfrac{i\nu}{R}\sqrt{\lambda^2+\dfrac{\omega^2}{a^2}}\,w_0 = 0. \end{cases} \tag{3.6}$$

Sistemin qeyri-trivial həllinin olması üçün

$$\det\delta_{ij} = 0 \qquad (i,j=\overline{1,3}) \tag{3.7}$$

olmalıdır.

$$\delta_{11} = \frac{n}{R^2},\ \delta_{12} = -\frac{i\nu}{R}\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}},\ \delta_{13} = \frac{1}{R^2} - (1-\nu^2)\frac{\rho\mu}{c_0^2}M_n\omega^2;$$

$$\delta_{21} = \frac{n^2}{R^2} + \frac{1-\nu}{2}\left(\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}\right) - (1-\nu^2)\frac{\rho\mu}{c_0^2}\omega^2,\ \delta_{22} = -in\frac{1+\nu}{2R}\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}},$$

$$\delta_{23} = \frac{n}{R^2};\ \delta_{31} = \frac{1+\nu}{2R}in\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}},$$

$$\delta_{32} = \left(\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}\right) + \frac{(1-\nu)n^2}{2R^2} - (1-\nu^2)\frac{\rho\mu}{c_0^2}\omega^2,\ \delta_{33} = \frac{i\nu}{R}\sqrt{\lambda^2+\frac{\omega^2}{a^2}}.$$

(3.7) determinantını hesablasaq, ω-dan asılı dispersiya tənliyi alarıq. Həmin altı dərəcəli tənlikdə ω - nın yalnız cüt dərəcədən qüvvətləri iştirak edir:

$$a_0\omega^6 + a_1\omega^4 + a_2\omega^2 + a_3 = 0. \tag{3.8}$$

Burada

$$a_0 = M_n\left(1-\nu^2\right)^2 \frac{\rho\mu}{c_0^2}\left\{-\frac{1}{2a^4(1+\nu)} + \frac{\rho\mu}{c_0^2}\left[\frac{3-\nu}{2a^2} - \frac{\left(1-\nu^2\right)\rho\mu}{c_0^2}\right]\right\},$$

$$a_1 = \left(1-\nu^2\right)(1-\nu)\frac{1}{2R^2a^4} - \left(1-\nu^2\right)(1-\nu)\frac{\rho\mu}{c_0^2a^2}\left\{\frac{3+2\nu}{2R^2} + \left(\frac{n^2}{R^2}+\lambda^2\right)M_n\right\} +$$

$$+\left(1-\nu^2\right)^2\frac{\rho^2\mu^2}{2c_0^4}\left\{\frac{2}{R^2} + M_n(3-\nu)\left(\frac{n^2}{R^2}+\lambda^2\right)\right\},$$

$$a_2 = \left(1-\nu^2\right)(1-\nu)\left\{\frac{\lambda^2}{R^2a^2} - \frac{\rho\mu}{c_0^2}\left[\frac{1}{2R^2}\left(\frac{n^2}{R^2}+(3+2\nu)\lambda^2\right) + \frac{1}{2}M_n\left(\frac{n^2}{R^2}+\lambda^2\right)^2\right]\right\},$$

$$a_3 = \frac{\lambda^4}{2R^2}\left(1-\nu^2\right)(1-\nu).$$

4. Maye qarışığın strukturu: Mayeni konkretləşdirək və nümunə kimi, tərkibində az miqdarda hava qabarcıqları olan suda hərəkətə baxaq. Qabarcıqların həcmi tutumu $\alpha_{20} = 10^{-2} \div 10^{-1}$ intervalında dəyişir. Məsələni əvvəlki təcrübələrə əsasən həll etməyə cəhd edək və burada $\lambda << 1$ olduqda, uzundalğalı yaxınlaşma ilə kifayətlənək. Nəzərə alaq ki [4],

$$\rho_1^0 = 1\frac{q}{sm^3},\ \left(\rho_2^0 = 10^{-3}\frac{q}{sm^3}\right),\ p = 10^6\frac{dn}{sm^2}.$$

Bu halda (1.4) və (1.5) düsturlarını kifayət qədər dəqiqliklə,

$$a^2 \approx \frac{1}{\alpha_{20}(1-\alpha_{20})}\frac{p}{\rho_1^0},\ \rho_f \approx (1-\alpha_{20})\rho_1^0$$

şəklində yaza bilərik.

5. Ədədi eksperiment və nəticələr: Örtük üçün

$$\rho_* = 2\frac{q}{sm^3},\ E = 4\cdot 10^6\frac{dn}{sm^2},\ R = 2sm,\ h = 0{,}2sm,\ \nu = 0{,}3$$

xarakterik ölçüləri qəbul edək. (3.8) tənliyinə xəyali arqumentli Bessel funksiyaları daxildir. $n = 0$ oxa simmetrik hala uyğundur. Burada $n = 2,4,6,8,10$ qiymətləri üçün məsələ ədədi üsulla həll olunur.

$$M_2 = 1+\frac{R}{4\rho h},\ M_4 = 1+\frac{R}{8\rho h},\ M_6 = 1+\frac{R}{12\rho h},$$

$$M_8 = 1+\frac{R}{16\rho h},\ M_{10} = 1+\frac{R}{20\rho h}.$$

(3.8) dispersiya tənliyini həll etdiyimiz zaman üç müxtəlif həqiqi kök alırıq. Çünki oxa simmetrik haldan fərqli olaraq, burada üç dalğa yaranır. Mayedə yaranan dalğaların tezliyini ω_1, örtükdə yaranan dalğaların tezliyini ω_2 ilə işarə etmişik. ω_3 isə örtükdə yaranan burulğan dalğaların tezliyini xarakterizə edir.

Cədvəl 1

α_{20}	ω_1	ω_2	ω_3
0	$4{,}4717\cdot10^{-2}$	1562,75	877,12
0,02	$4{,}4942\cdot10^{-2}$	1593,86	886,34
0,04	$4{,}5171\cdot10^{-2}$	1625,87	895,39
0,06	$4{,}5403\cdot10^{-2}$	1658,74	904,25
0,08	$4{,}5639\cdot10^{-2}$	1692,42	912,89
0,1	$4{,}5878\cdot10^{-2}$	1726,86	921,31

Cədvəl 2

α_{20}	ω_1	ω_2	ω_3
0	$2{,}5198\cdot10^{-3}$	7442,09	4385,29
0,02	$2{,}5248\cdot10^{-3}$	7606,09	4419,78
0,04	$2{,}5298\cdot10^{-3}$	7774,22	4453,57
0,06	$2{,}5349\cdot10^{-3}$	7946,29	4486,62
0,08	$2{,}5399\cdot10^{-3}$	8122,05	4518,85
0,1	$2{,}5451\cdot10^{-3}$	8301,13	4550,2

Cədvəl 3

n	ω_1	ω_2	ω_3
2	$4{,}4829\cdot10^{-2}$	1578,19	881,75
4	$1{,}3633\cdot10^{-2}$	3053,46	1761,83
6	$6{,}5466\cdot10^{-3}$	4539,39	2642,03
8	$3{,}8393\cdot10^{-3}$	6030,19	3522,3
10	$2{,}5223\cdot10^{-3}$	7523,57	4402,62

Qeyd edək ki, cədvəl 1 və 2-də dalğa ədədinin sabit qiymətində (uyğun olaraq, $n=2$ və $n=10$ qiymətlərində) dalğa tezliyinin qabarcıqların həcmi tutumundan asılı olaraq dəyişməsi göstərilmişdir. Cədvəl 3-də isə qabarcıqların həcmi tutumunun $\alpha_{20}=10^{-2}$ qiymətində ω_1, ω_2 və ω_3 tezliklərinin dalğa ədədindən asılı olaraq dəyişməsi təsvir olunmuşdur. Bütün hallarda $\lambda=10^{-2}sm^{-1}$ qiyməti üçün hesabat aparılmışdır.

Beləliklə, sıxılmayan maye üçün hesablamalardan aşağıdakı nəticələrə gəlirik:

- mayedə yaranan dalğaların tezliyi ω_1 qabarcıqların həcmi tutumundan asılı olaraq dəyişmir (cədvəl 1);

- cədvəl 1-dən göründüyü kimi, qabarcıqların həcmi tutumunun artması ilə örtükdə yaranan dalğaların tezliyinin artımı daha çox olur, bu artım dalğa ədədi n artdıqca, müvafiq olaraq çoxalır, məsələn, $n = 2$ olduqda, artım 10,5% , $n = 10$ olduqda isə təqribən 11,5% - dir;
- qabarcıqların həcmi tutumu artdıqca, örtükdə yaranan burulğan dalğaların tezliyi ω_3 cüzi dəyişir. Məsələn, $n = 2$ olduqda, ω_3 təqribən 5% artır (cədvəl 1). Bu artım dalğa ədədindən asılı olaraq kiçilir. Belə ki, $n = 10$ olduqda, ω_3 tezliyinin artımı 3,76% olur (cədvəl 2);
- dalğa ədədinin artması ilə 3-cü cədvəldən aydın olduğu kimi, ω_2 və ω_3 artır, ω_1 isə azalır.

ƏDƏBİYYAT

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1976, т.1, 535с.
2. Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И., Хабеев Н.С. Волны в жидкостях с пузырьками // Итоги науки и техники. Сер., механика жидкости и газа. М.: ВИНИТИ, в. 17, 1982, 247с.
3. Вольмир А.С. Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости. М.: Наука, 1979, 320 с.
4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.:Наука, ч. I, 1987, 464 с.

НЕОСЕСИММЕТРИЧНОЕ КОЛЕБАНИЕ ДВУХФАЗНОЙ ЖИДКОСТИ В УПРУГОЙ ОБОЛОЧКЕ

Г.М. САЛМАНОВА

РЕЗЮМЕ

В работе рассматривается неосесимметричное распространение волн малой амплитуды в двухфазной баротропной пузырьковой жидкости, заключенной в упругую цилиндрическую безмоментную оболочку. Используется гипотеза плоских сечений Кирхгофа-Лява. В длинноволновом приближении для численной реализации, в качестве примера принята смесь в виде воды при наличии в ней небольших добавок воздуха. Выявлено влияние объемного содержания пузырьков и числа волнообразования на волновые характеристики.

NONAXIALLY SYMMETRIC FLOW OF A TWO-PHASE LIQUID IN AN ELASTIC COVER

G.M.SALMANOVA

SUMMARY

The presented article investigates nonaxially symmetric waves with small amplitude in the two-phase barotrop bubble liquid in the thin-walled elastic cylindrical cover. For numerical counts, water mixture with little air composition is taken as an example. Kirhgof-Lyav hypothesis for flatflow is applied. The influence of the capacity of volume of the bubble on the description of the wave is investigated in the articlethe as well.