

# ВОЛНЫ В ПУЗЫРЬКОВЫХ ЖИДКОСТЯХ

## (от акустики до термоядерных искр)

Р.И. Нигматулин

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. Ломоносова  
Механико-математический  
факультет

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Институт океанологии  
им. П.П. Ширшова  
*nigmar@ocean.ru*

ВОЛНЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ  
Нижний Новгород  
01.03.2018

Кавитация



Южный белобокий дельфин

# Взаимодействие с преградами акустических волн в пузырьковых жидкостях

## Практические приложения.

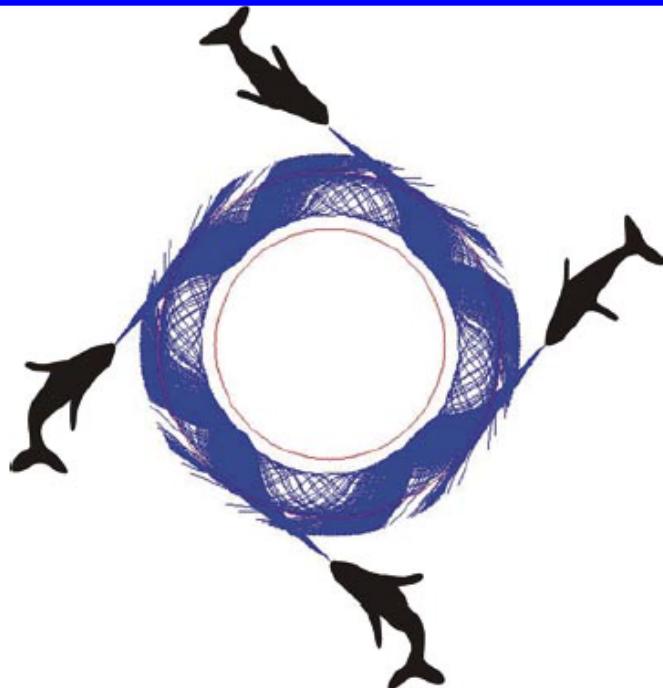


Figure 5 Four whales insonify an annular bubble net having the sound speed profile of Figure 4a, and the launch conditions of Figure 4b.



Dan Durbin

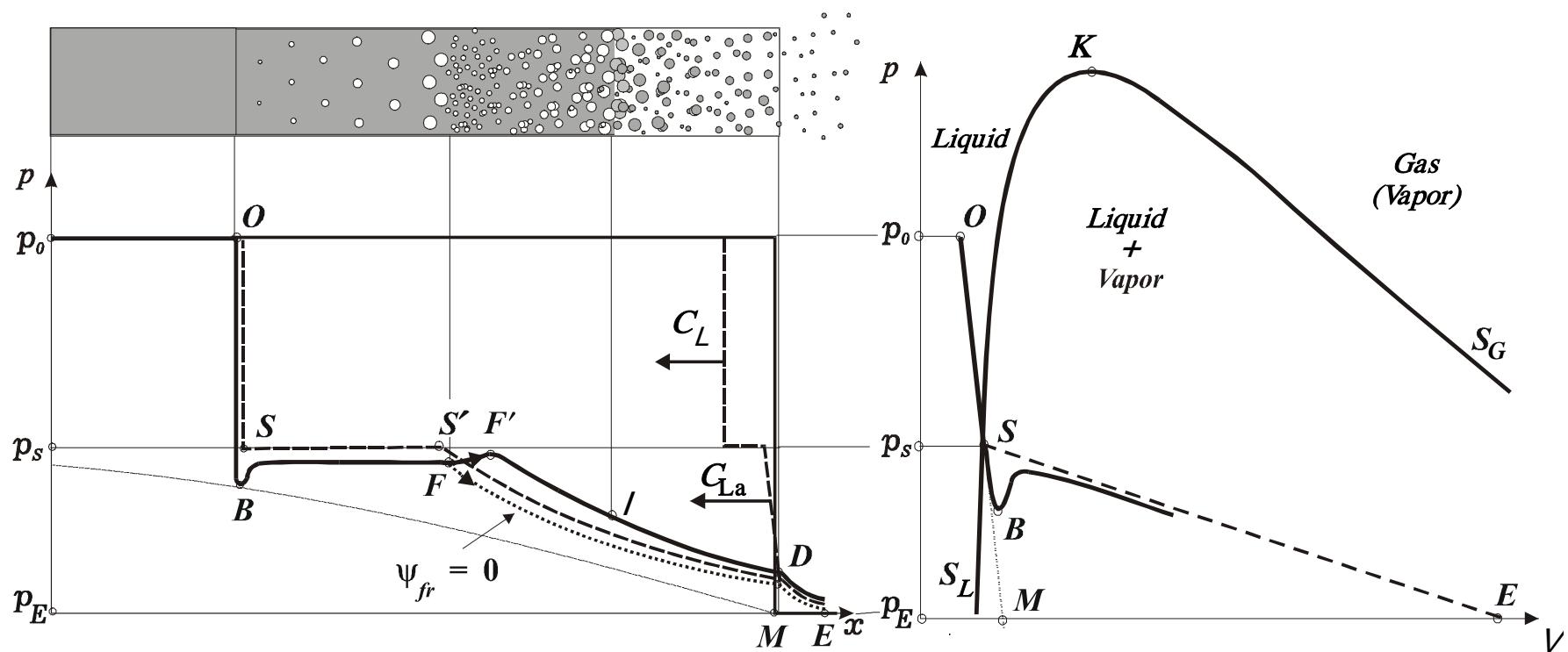
Figure 1 Schematic of a humpback whale creating a bubble net. The whale dives beneath a shoal of prey and slowly begins to spiral upwards, blowing bubbles as it does so, creating a hollow-cored cylindrical bubble net. The prey tend to congregate in the centre of the cylinder. Then the whale dives beneath the shoal, and swims up through the bubble-net with its mouth open to consume the prey ('lunge feeding'). (Image courtesy of cetacea.org)



На озере Авраама в Канаде замороженные пузыри, внутри которых содержится не воздух, а горючий газ — метан. Если проколоть пузырь вблизи огня, он взорвется, выбрасывая вверх пламя.

# Bubbles might have helped start Life on Earth, forming of Basic Organic Chemicals





## Thin 'Bubble' Coatings Could Hide Submarines from Sonar

By Charles Q. Choi, Live Science Contributor | February 4, 2015 06:54am ET



Sailors aboard the USS Topeka (SSN 754) prepare the mooring lines as the submarine enters port on Nov. 24, 2004. Credit: DoD photo by Petty Officer 2nd class Johansen Laurel, U.S. Navy.

Bubble-filled rubbery coatings may one day assist make submarines virtually undetectable to sonar, researchers say.

To avoid detection by sonar, military submarines are often covered with sound-absorbing tiles called anechoic coatings. These perforated rubber tiles are typically approximately 1 inch (2.5 centimeters) thick.

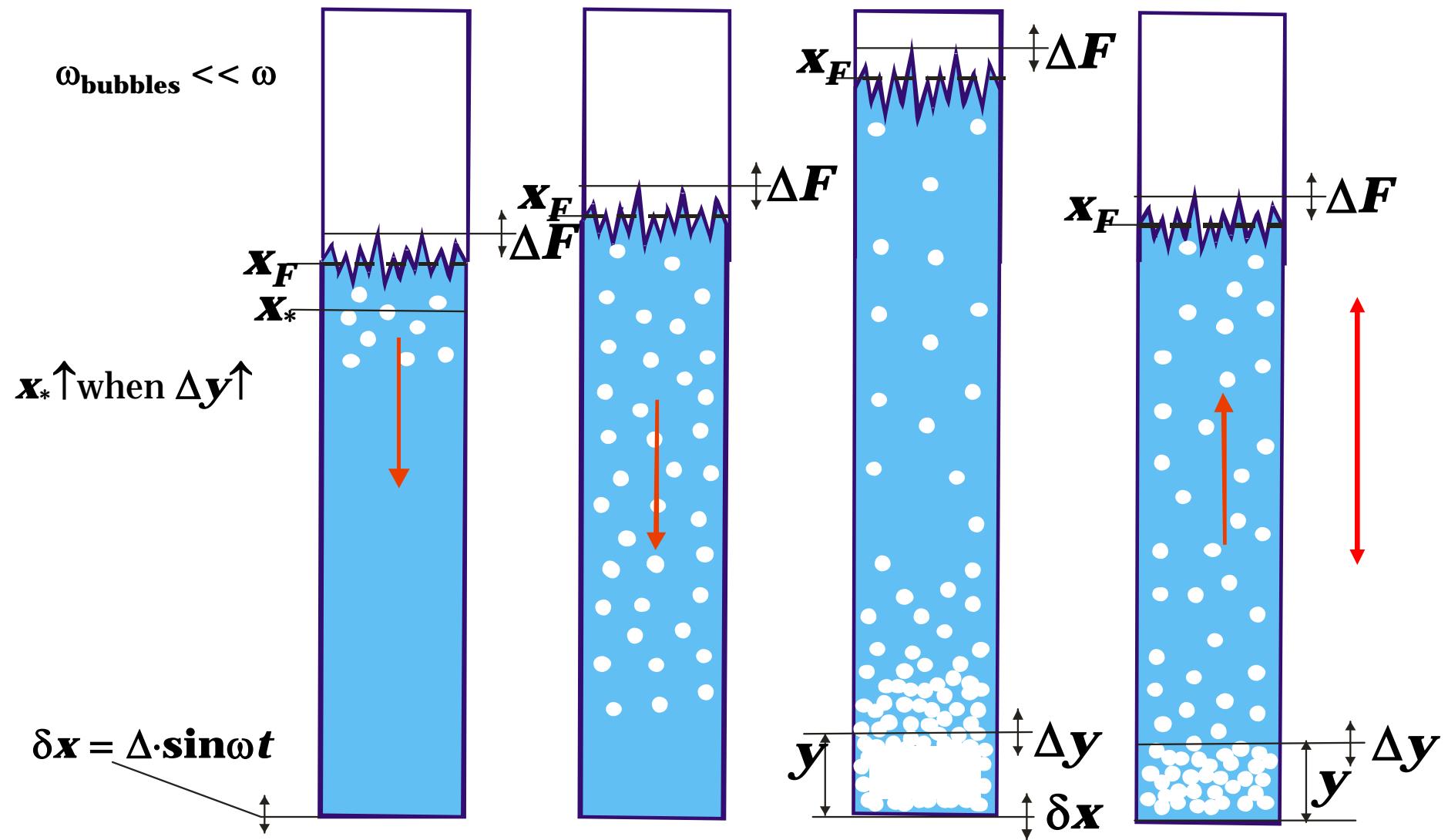
In the past decade, research has suggested that the same degree of stealth could be provided by much thinner coatings filled with vacant cavities. When hit by sound waves, empty spaces in an elastic material can oscillate in size, "so it will dissipate a lot of energy," said lead study author Valentin Leroy, a physicist at the University Paris Diderot in France.

However, figuring out how to optimize such materials for stealth applications previously involved time-consuming simulations. To simplify the problem, Leroy & his colleagues modeled the empty spaces in the elastic material as spherical bubbles, with each giving off a springy response to a sound wave that depended on its size & the elasticity of the surrounding material. This simplification helped them derive an equation that could optimize the material's sound absorption to a given sound frequency.

The researchers designed a "bubble meta-screen," a soft layer of silicone rubber that is only 230 microns thick, which is a little more than twice the average width of a human hair. The bubbles inside were cylinders measuring 13 microns high & 24 microns wide, & separated from each other by 50 microns.

In underwater experiments, the scientists bombarded a meta-screen placed on a slab of steel with ultrasonic frequencies of sound. They found that the meta-screen dissipated more than 91 percent of the incoming sound energy & reflected less than 3 percent of the sound energy. For comparison, the bare steel block reflected 88 percent of the sound energy.

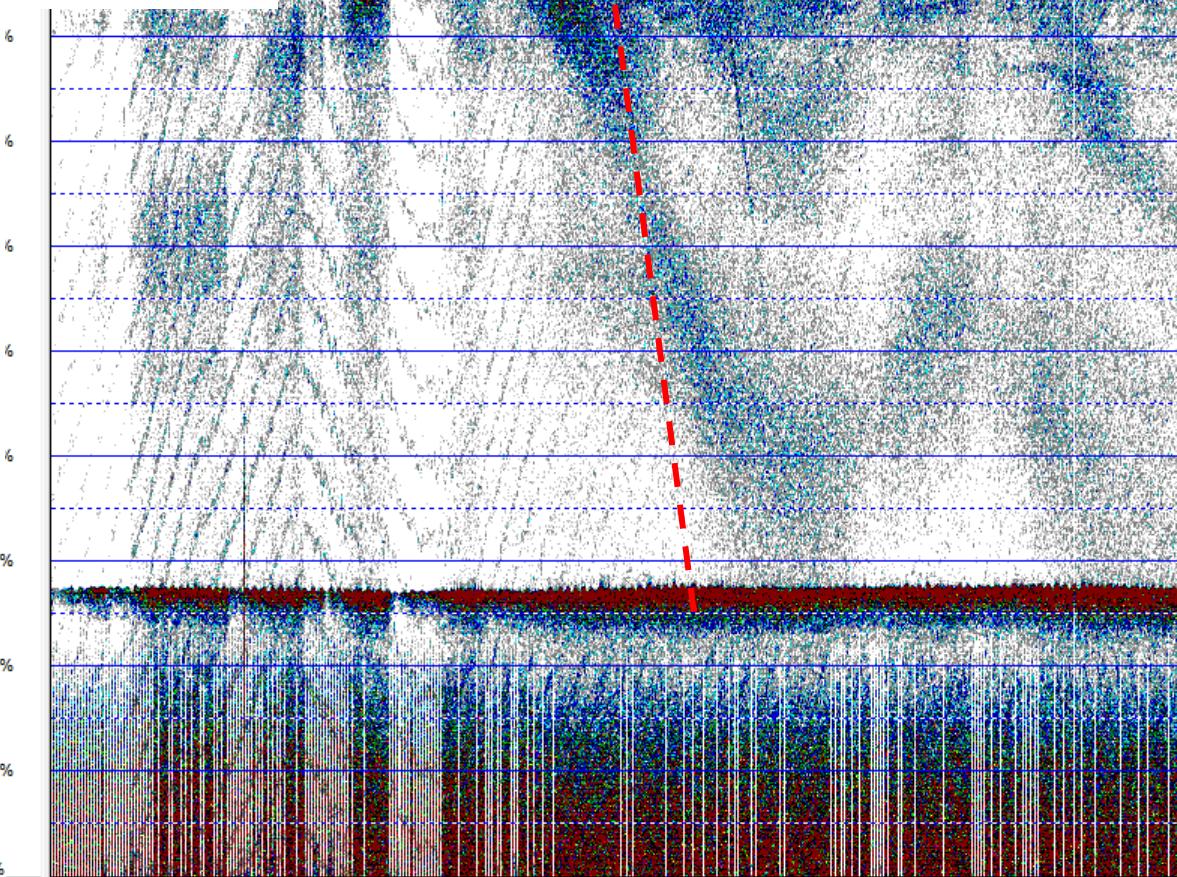
# BUBBLES MIXING BY VIBRATION



# ОТКРЫТЫ СООБЩЕСТВА МЕТАНОВЫХ СИПОВ НА СИБИРСКОМ АРКТИЧЕСКОМ ШЕЛЬФЕ

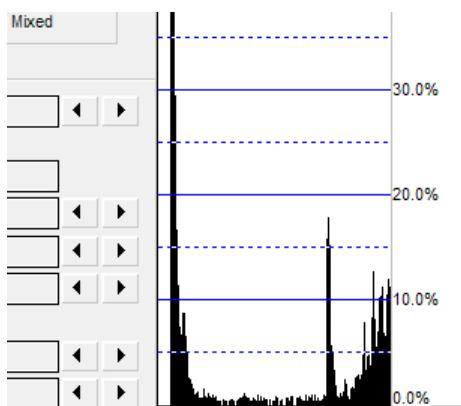
ЭХОГРАММА ИСПРОСТРИДУЩАЯ

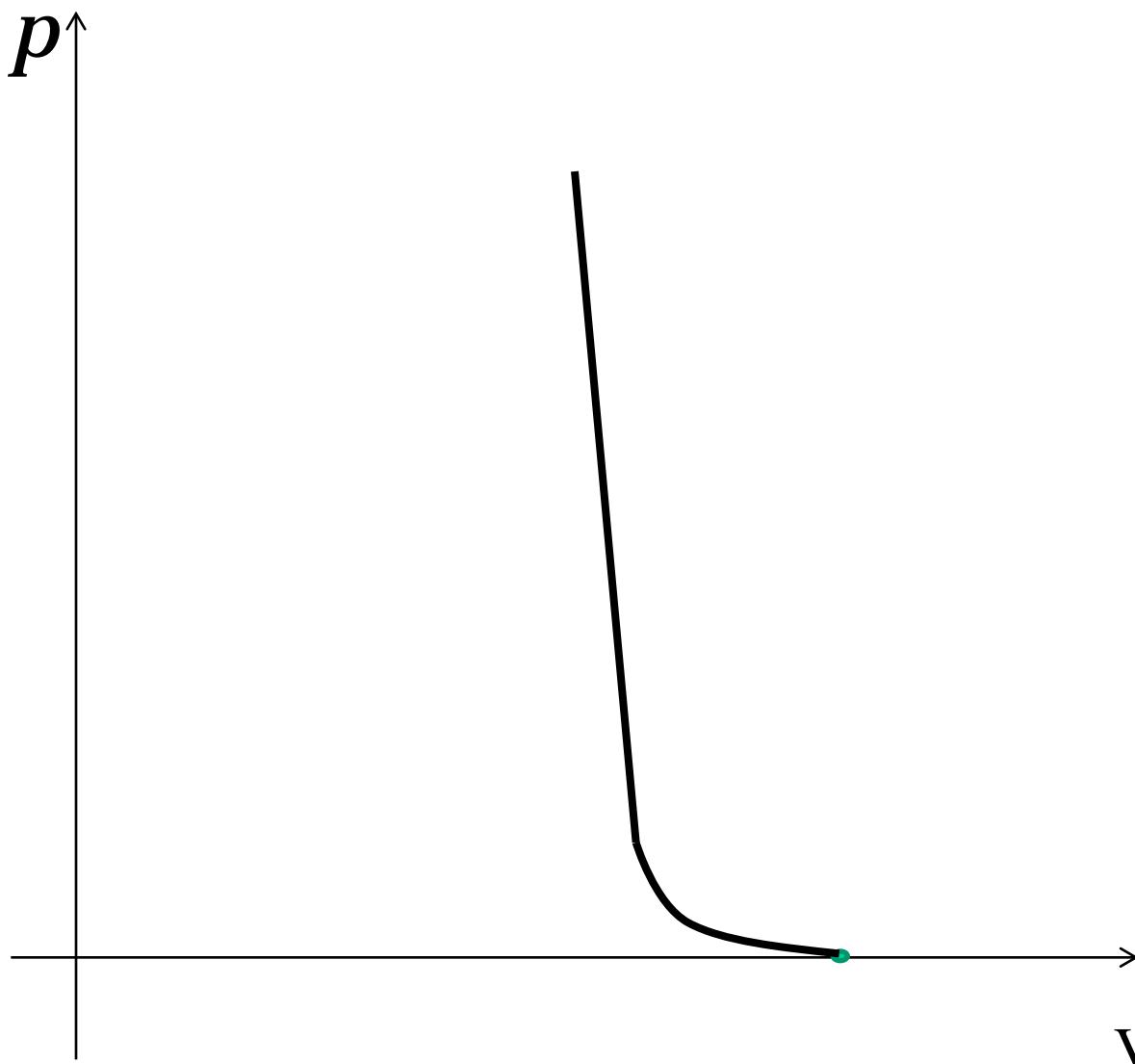
$$C^2 = \frac{C_L^2}{1 + \frac{\rho_L \alpha_B C_L^2}{p}} \sim \frac{C_L^2}{1 + \alpha_B \frac{2 \times 10^9}{p}}$$



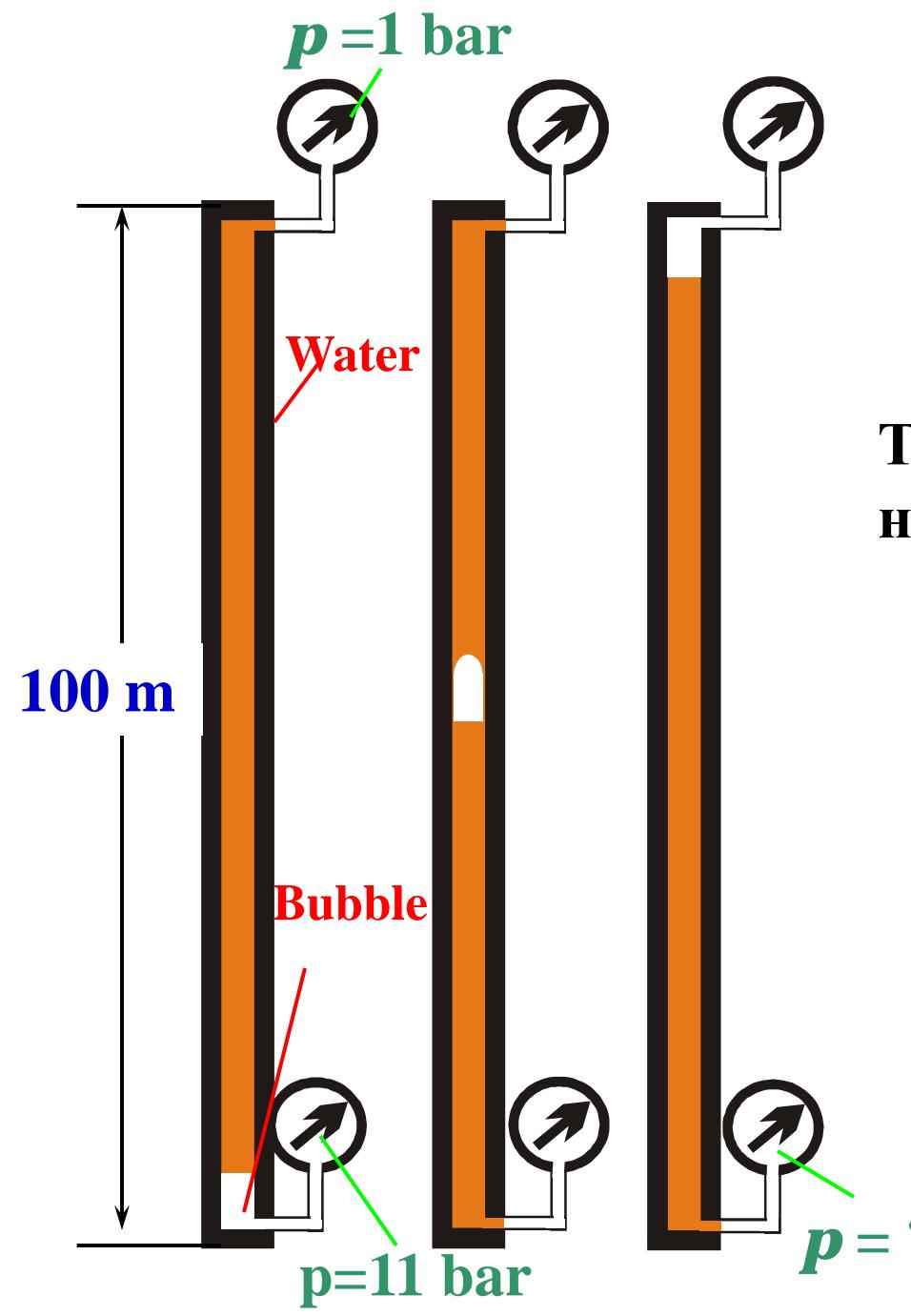
$$\text{if } \alpha_B \ll \frac{p}{\rho_L C_L^2} \approx 0,5 \times 10^{-3}$$

$$\text{then } C = C_L$$

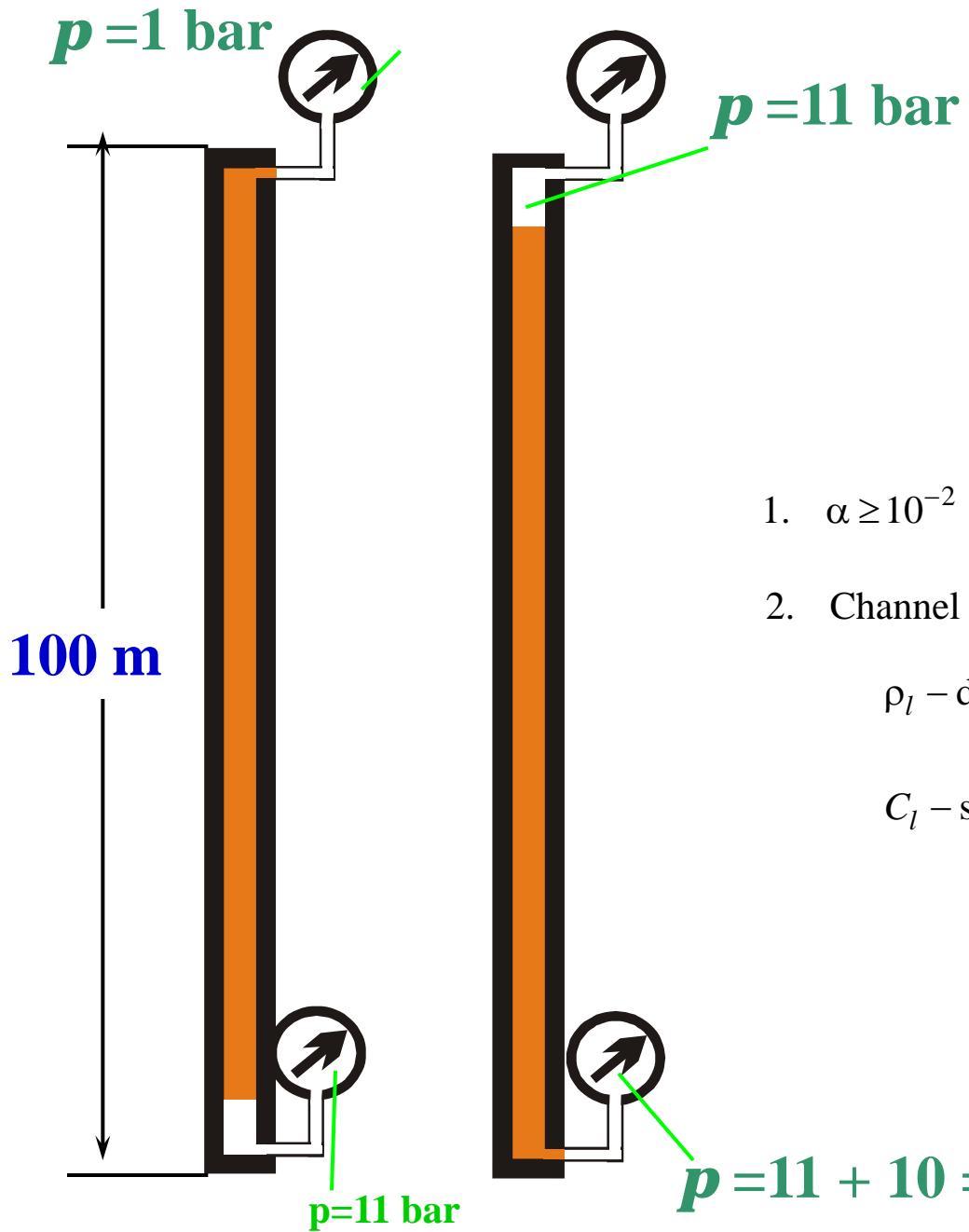




$$V = 1/\rho$$



Труба – замкнутая и  
недеформируемая



$$1. \quad \alpha \geq 10^{-2} \quad \left( \alpha \gg \frac{p}{\rho_l C_l^2} \right)$$

2. Channel wall is non - deformable

$$\rho_l - \text{density of the liquid} \left( 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right)$$

$$C_l - \text{sound speed in the liquid} \left( 1500 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)$$

## **Thermophysical parameters in bubbly liquid**

**a** - radius of the bubbles (monodispersed mixture)

**n** - number concentration of the bubbles

$\alpha_G = \frac{4}{3} \pi a^3 n$  - volume concentration of the bubbles ( $\alpha_G < 0,1$ )

$\rho_L^\circ$  - density of the liquid  $(\rho_L^\circ \approx 10^3 \text{ kg/m}^3)$

$\rho_G^\circ$  - density of the gas  $(\rho_G^\circ \approx 10^0 \text{ kg/m}^3)$

$\rho \approx \rho_L = \rho_L^\circ (1 - \alpha_G)$  - density of two phase mixture

$\lambda_i$  - thermal conductivity of the liquid ( $i = L$ ) and gas ( $i = G$ )

$c_i$  - heat capacity of the liquid ( $i = L$ ) and gas ( $i = G$ )

$C_i$  - sound speed in the liquid ( $i = L$ ) and gas ( $i = G$ )

$\gamma_G$  – adiabatic exponent of the gas

$\mu_L$  – viscosity of the liquid

$\Sigma$  - surface tension

# CONTINUA MECHANICS of BUBBLY LIQUIDS

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = \mathbf{v},$$

$$\alpha_2 = \frac{4\pi}{3} \mathbf{a}^3 n \quad \alpha_2^2 \ll 1$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(n v^k)}{\partial x^k} = 0 \quad \rho_2^\circ \mathbf{a}^3 = \text{const}$$

$$\rho_2^\circ \equiv \rho_G^\circ \ll \rho_1^\circ \equiv \rho_L^\circ \quad \rho = \rho_1^\circ (1 - \alpha_2)$$

$$\frac{\partial \rho_1^\circ\alpha_1}{\partial t}+\frac{\partial \left(\rho_1^\circ\alpha_1v^k\right)}{\partial x^k}=0$$

$$\frac{\partial \rho_2^\circ\alpha_2}{\partial t}+\frac{\partial \left(\rho_2^\circ\alpha_2v^k\right)}{\partial x^k}=0$$

$$a(1-\varphi)\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=\frac{p_2-p_1-2\Sigma/\,a}{\rho_1^\circ}-\frac{4\mu_1 w}{a\rho_1^\circ}-\bigl(1-\varphi\bigr)\frac{3w^2}{2},$$

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}=w$$

$$\varphi = \varphi \big( \alpha_2 \big)$$

$$\rho \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}=-\vec{\nabla} p+\rho \mathbf{g}$$

$$p=p_1+\alpha_2\Big(1-\alpha_2^{1\over 3}\Big)\rho_1^\circ w^2$$

$$\frac{\mathrm{d}p_2}{\mathrm{d}t}=\frac{3(\gamma_2-1)}{a}\,\mathfrak{J}_{12}-\frac{3\gamma_2\,p_2\,w_2}{a}$$

$$p_1-p_{10}=C_{\mathrm L}^2\Big(\rho_1^\circ-\rho_{10}^\circ\Big)$$

$$p_2=\rho_2^\circ\;R_2\;T_2$$

$$\text{if } \alpha_2 \ll \sqrt{\frac{p}{\rho_L^\circ C_L^2}} \approx 10^{-4}$$

$$\nabla^k \nabla^k p = F_p(p, p_2, \alpha_2, a, w)$$

$$\text{if } \mathbf{v} = \vec{\nabla} \Phi \quad \nabla^k \nabla^k \Phi = F_v(\alpha_2, a, w)$$

$$\frac{dp_2}{dt} = f^{(p2)}(p, p_2, \alpha_2, a, w, \vartheta_{12})$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = f^{(\alpha 2)}(p, p_2, \alpha_2, a, w)$$

$$\frac{dw}{dt} = f^{(w)}(p, p_2, \alpha_2, a, w)$$

$$\frac{da}{dt} = w$$

# Hydrodynamic Equations for Bubbly Liquids

$$\frac{\partial \rho_L \alpha_L}{\partial t} + \nabla^k \rho \alpha_L v^k = 0$$

Mass conservation equations for the liquid  
(no phase transitions)

$$\frac{\partial \rho_G \alpha_G}{\partial t} + \nabla^k \rho \alpha_G v^k = 0$$

Mass conservation equations for the gas  
(no phase transitions)

$$\alpha_L + \alpha_G = 1$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla^k n v^k = 0$$

Bubble number conservation equations  
(no coagulation and breaking of the bubbles)

$$\rho \frac{dv^k}{dt} = \nabla^k p + \rho g^k$$

Momentum conservation equations  
(no slip velocity of the phases)

$$p = \alpha_L p_L + \alpha_G (p_G - 2\Sigma/a) \approx p_L - \text{Averaged pressure for the mixture}$$

$$a \frac{dw}{dt} = \frac{p_G - p_L - 2\Sigma/a}{\rho_L^\circ} - \frac{4\mu_L w}{\rho_L^\circ} - \frac{3w^2}{2}$$

Raileigh-Plesset equation for the joint  
deformation of the phases

$$\frac{dp_G}{dt} = \frac{3(\gamma_G - 1)}{a} g_{LG} - \frac{3\gamma_G p_G w}{a}$$

Equation for the pressure of the gas in the  
bubble

# Classic Equation of State

$$\rho = F(p, T)$$

## Local Deformational Inertia of Bubbly Liquids

$$\rho_L a^3 \ddot{\rho} = F(p, \rho, \mu_L \dot{\rho}, \dots, v_G^{(T)}, v_L^{(T)}).$$

# For Compressible Bubbly Liquid with Incompressible Liquid Phase

$$\rho_L^\circ = \text{const}$$

## POISSON equations for Pressure and for Velocity Potential

$$\nabla^k \nabla^k p = F_p(p, p_G, \alpha_G, a, w)$$

$$\nabla^k \nabla^k \Phi = F_\Phi(\alpha_G, a, w) \quad \left( v^k = \nabla^k \Phi \right)$$

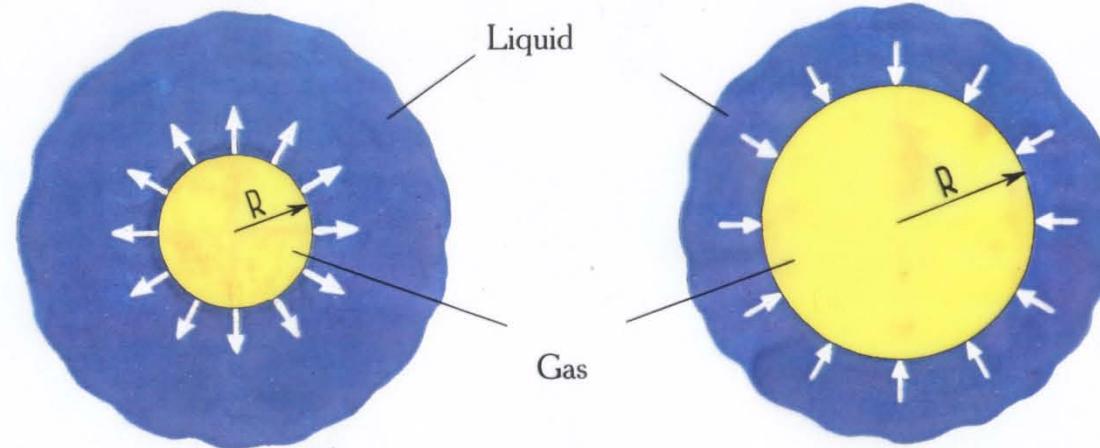
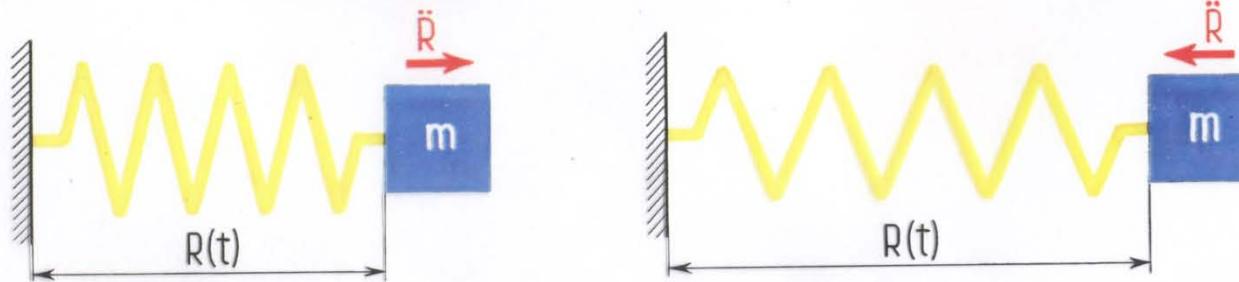
$$\frac{dp_G}{dt} = f_p(p_G, a, w, \vartheta_{LG})$$

$$\frac{d\alpha_G}{dt} = f_\alpha(a, w)$$

$$\frac{dw}{dt} = f_w(p, p_G, a, w)$$

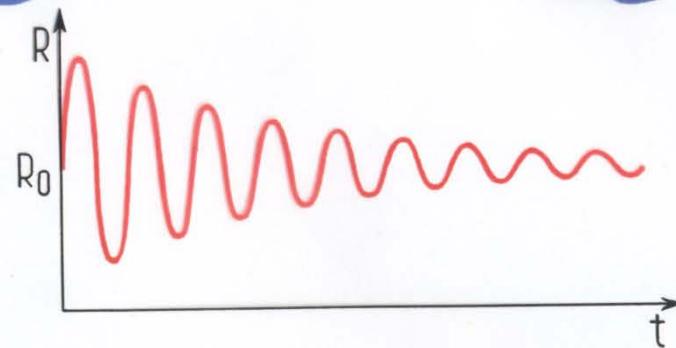
$$\frac{da}{dt} = w$$

## LOCAL DEFORMATIONAL INERTIA



$$p = p(\rho, \dot{\rho}, \ddot{\rho}, p_g)$$

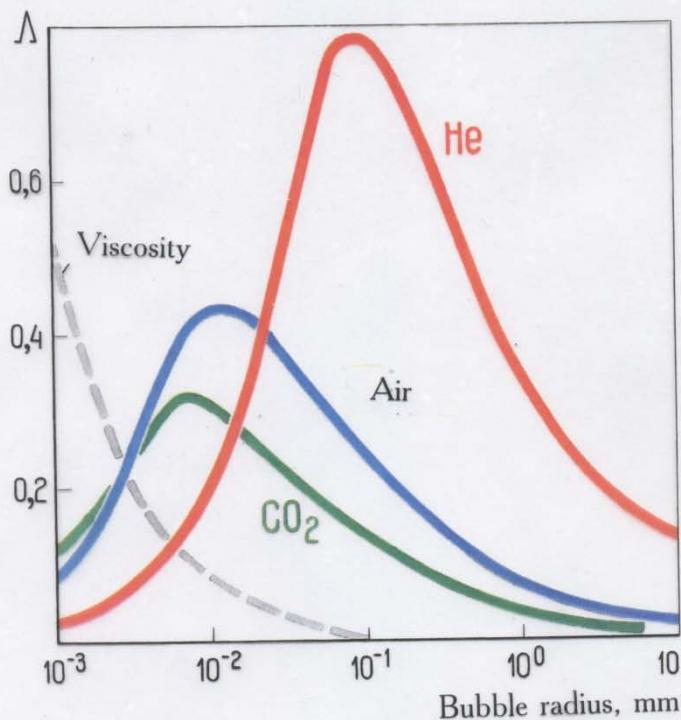
Sedov - Kogarko



$$\begin{cases} m\ddot{\rho} = p - p_g - \mu\rho \\ \dot{p}_g = (C^2 + k\Delta\rho)\dot{\rho} - \beta(p_g - p) \end{cases}$$

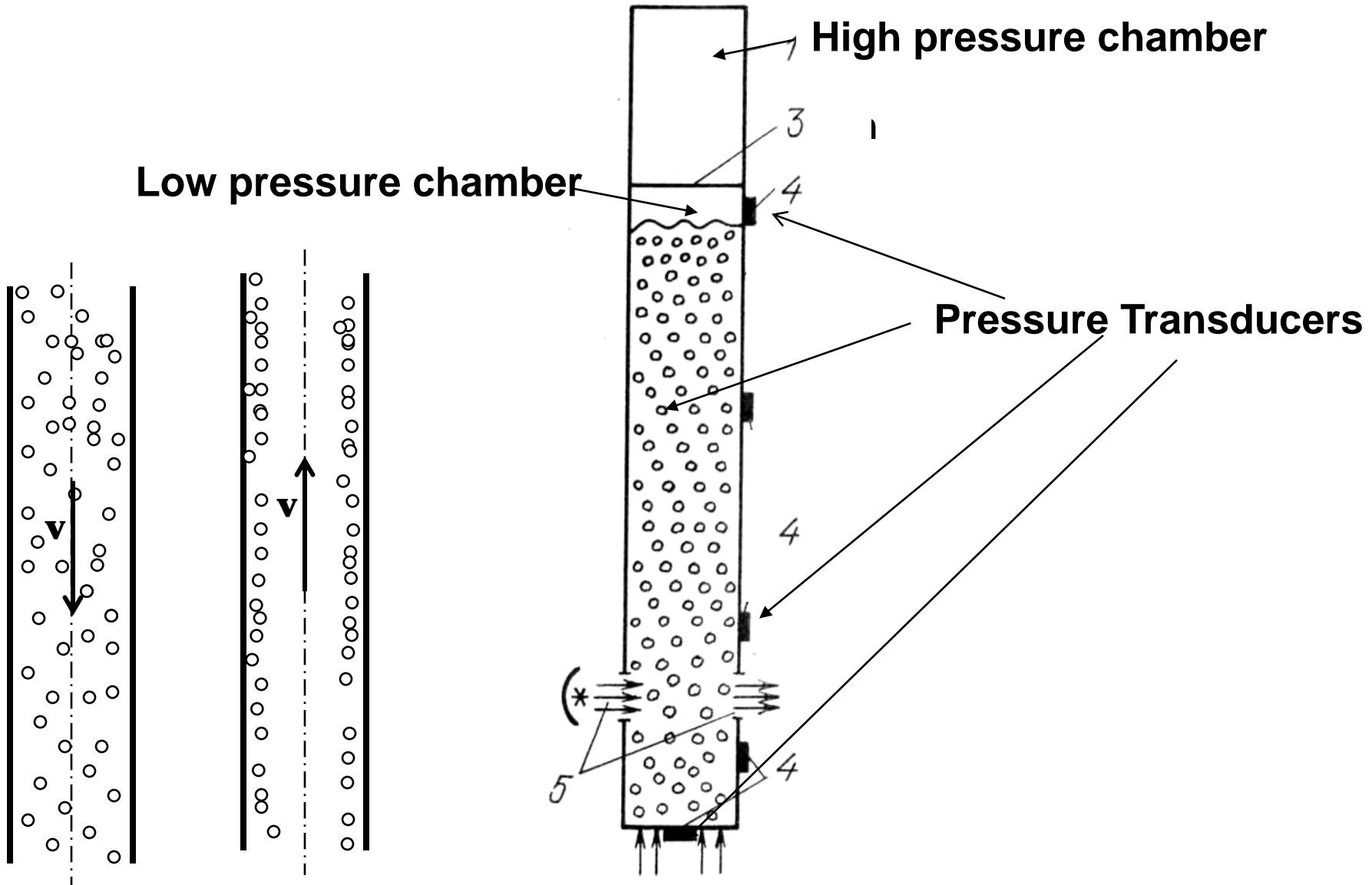
$m, \mu, C^2, k, \beta$      $\left| \alpha_g, R, p_0 \right.$   
 $p_l^\circ, \mu_l$      $\left| \delta g, c_g, \lambda_g, \zeta \right.$

ATTENUATION COEFFICIENT  $\Lambda$   
OF BUBBLE FREE OSCILLATION  
(CO<sub>2</sub>, AIR, HELIUM) DUE TO  
THERMAL CONDUCTIVITY  
( $\Lambda^{(T)}$ ), VISCOSITY ( $\Lambda^{(M)}$ )

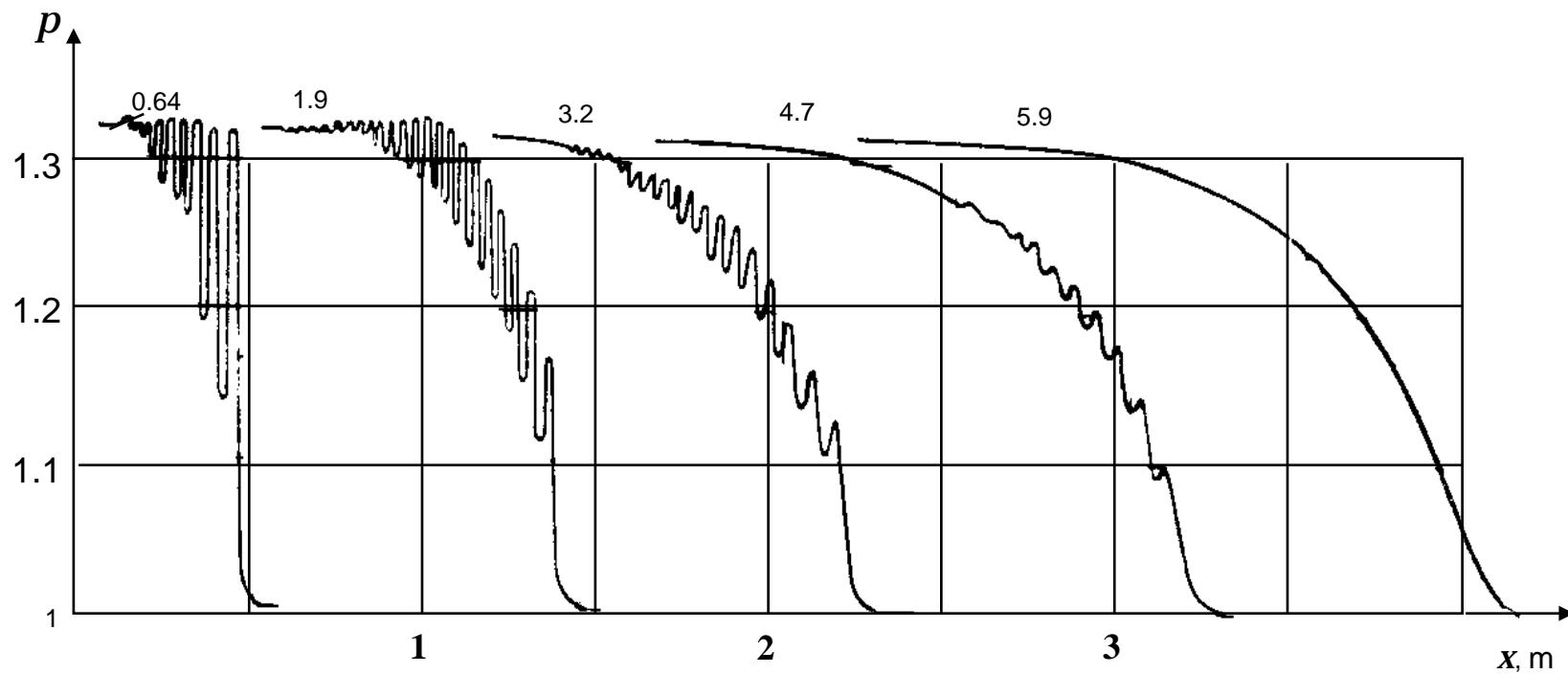


$$\Delta r = \Delta r_0 e^{-\Lambda \frac{\omega t}{2\pi}}$$

# Shock Tube



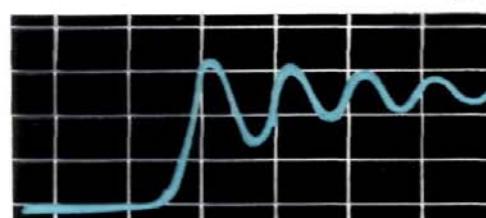
**Theorem:** The Bubbly Liquid is the Most Paradoxical Fluid



# THERMAL RELAXATION

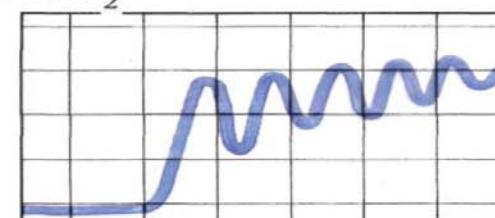
## THERMAL RELAXATION OF SHOCK WAVES IN BUBBLY LIQUIDS

Experiment

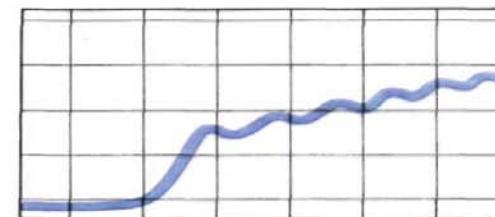
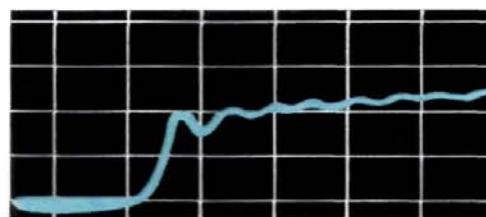


Water+CO<sub>2</sub>

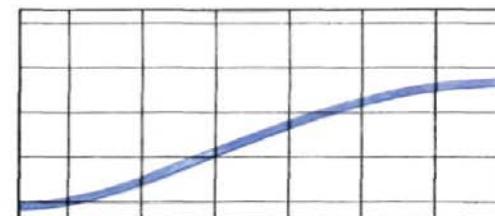
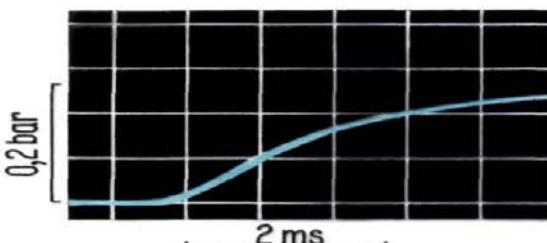
Theory (*Nigmatulin*)



Water+Air



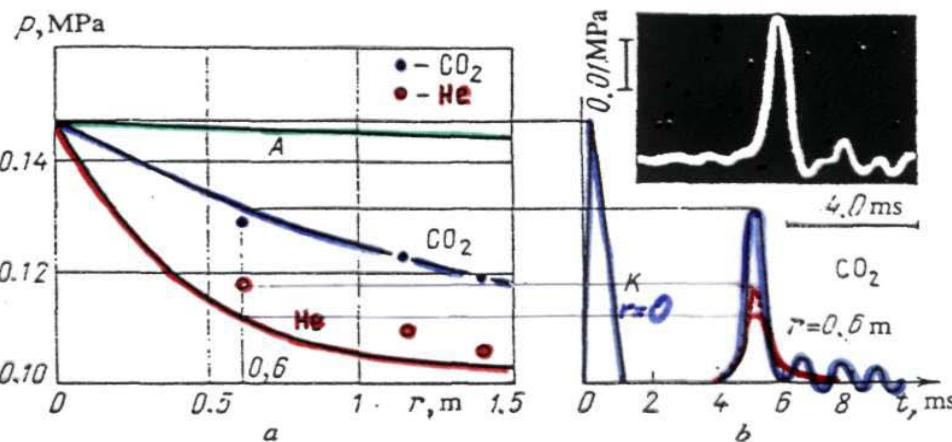
Water+He



0,2 bar

2 ms

$T_0 = 300 \text{ K}$ ;  $p_0 = 1,2 \text{ bar}$ ;  $\alpha_0 = 1\%$ ;  $a_0 = 1 \text{ mm}$



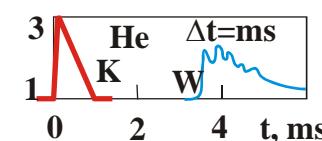
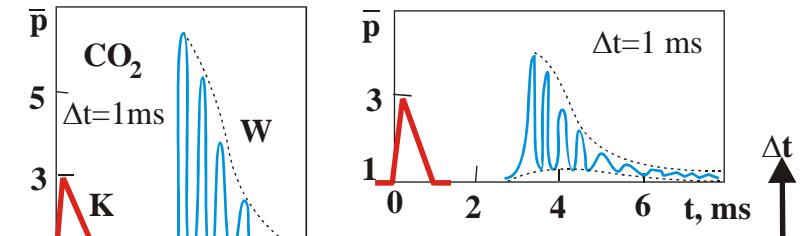
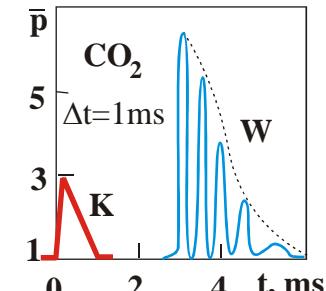
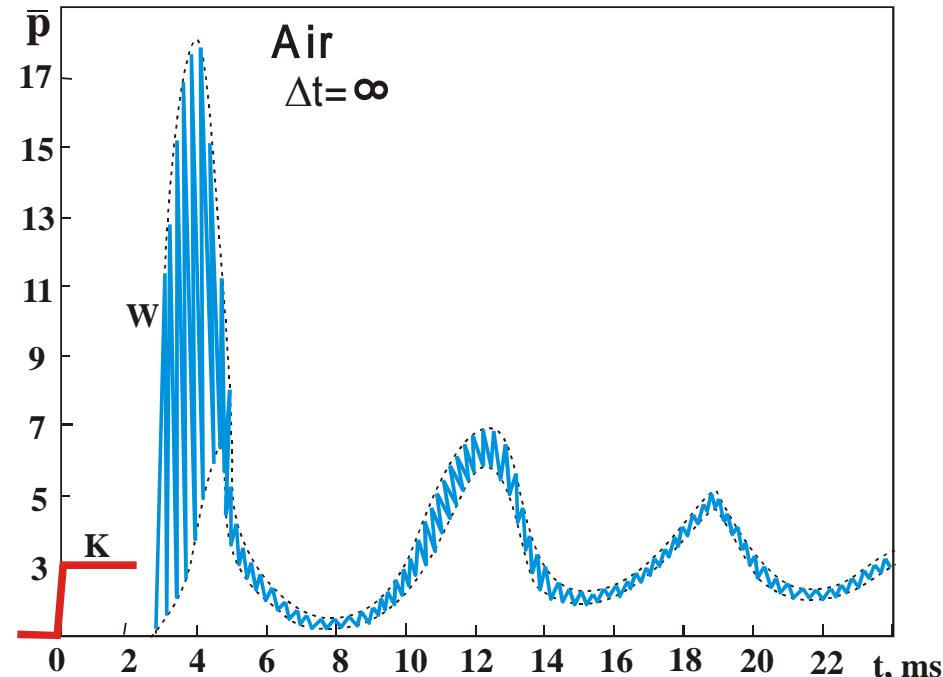
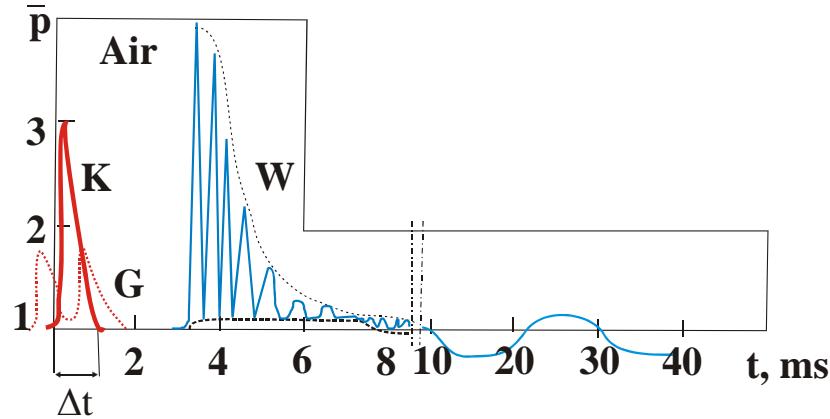
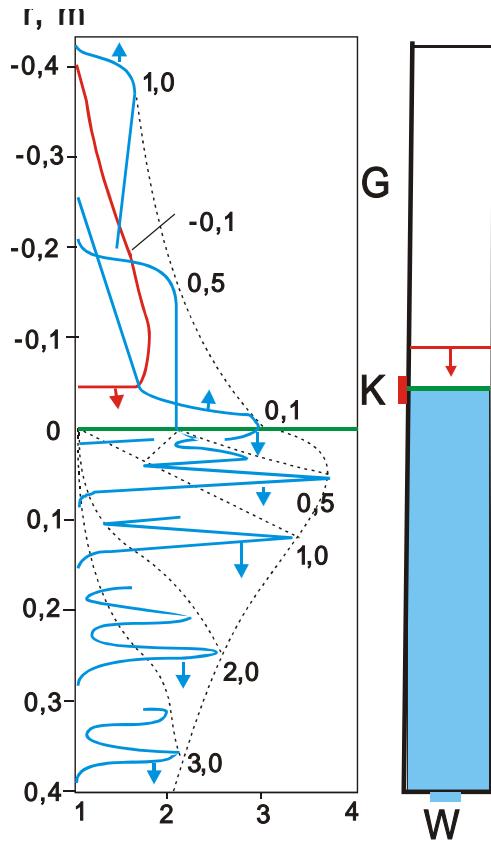
**Figure 6.7.8** Predicted (A. A. Gubaidullin) and experimental (V. V. Kuznetsov et al., 1977) data on the attenuation of a triangular impulse whose reference oscillogram at  $r = 0$  is shown by line  $K$  (intensity of the original impulse  $\Delta\bar{p}_0 = \Delta p_0/p_0 = 0.48$ , duration (length)  $\Delta t_0 = 1.0$  microseconds) related to water with bubbles of carbon dioxide ( $\text{CO}_2$ ), helium ( $\text{He}$ ), and hypothetical adiabatic ( $A$ ) gas. The mixture parameters:  $p_0 = 0.01 \text{ MPa}$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$ ,  $\alpha_{20} = 0.01$ ,  $a_0 = 1.4 \text{ mm}$ . Figure 6.7.8a shows variation of maximum pressure with depth  $r$ ; Fig. 6.7.8b shows both predicted and experimental pressure oscillograms  $p(t)$  for the  $\text{CO}_2$  bubble case on depth  $r = 0.6 \text{ m}$ .

$$\alpha_{g0} = 0.01 \quad a_0 = 1.4 \text{ mm}$$

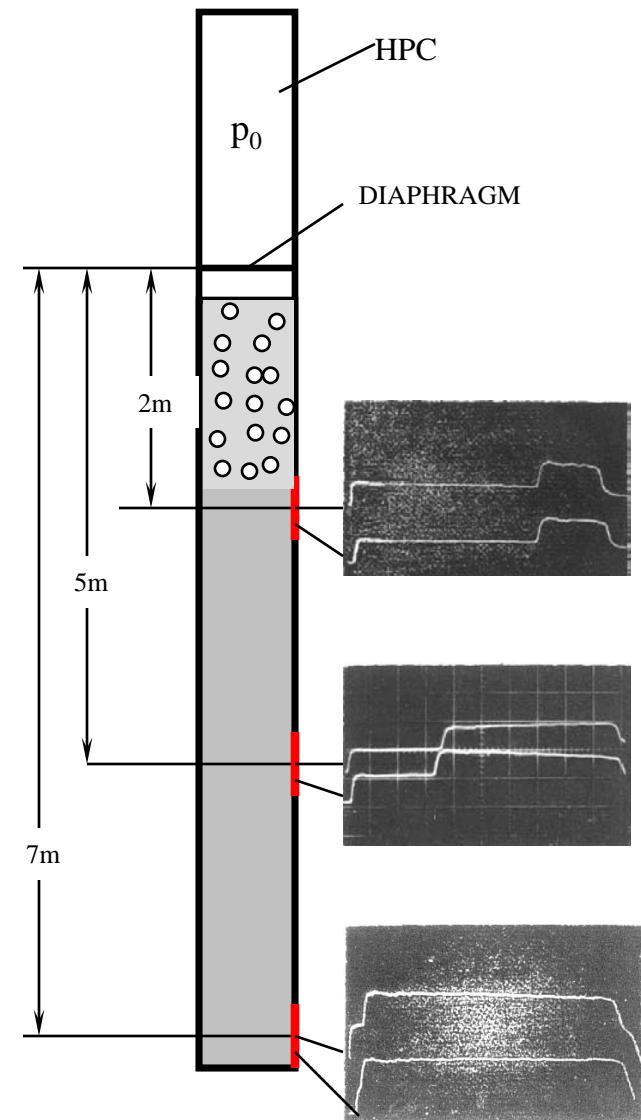
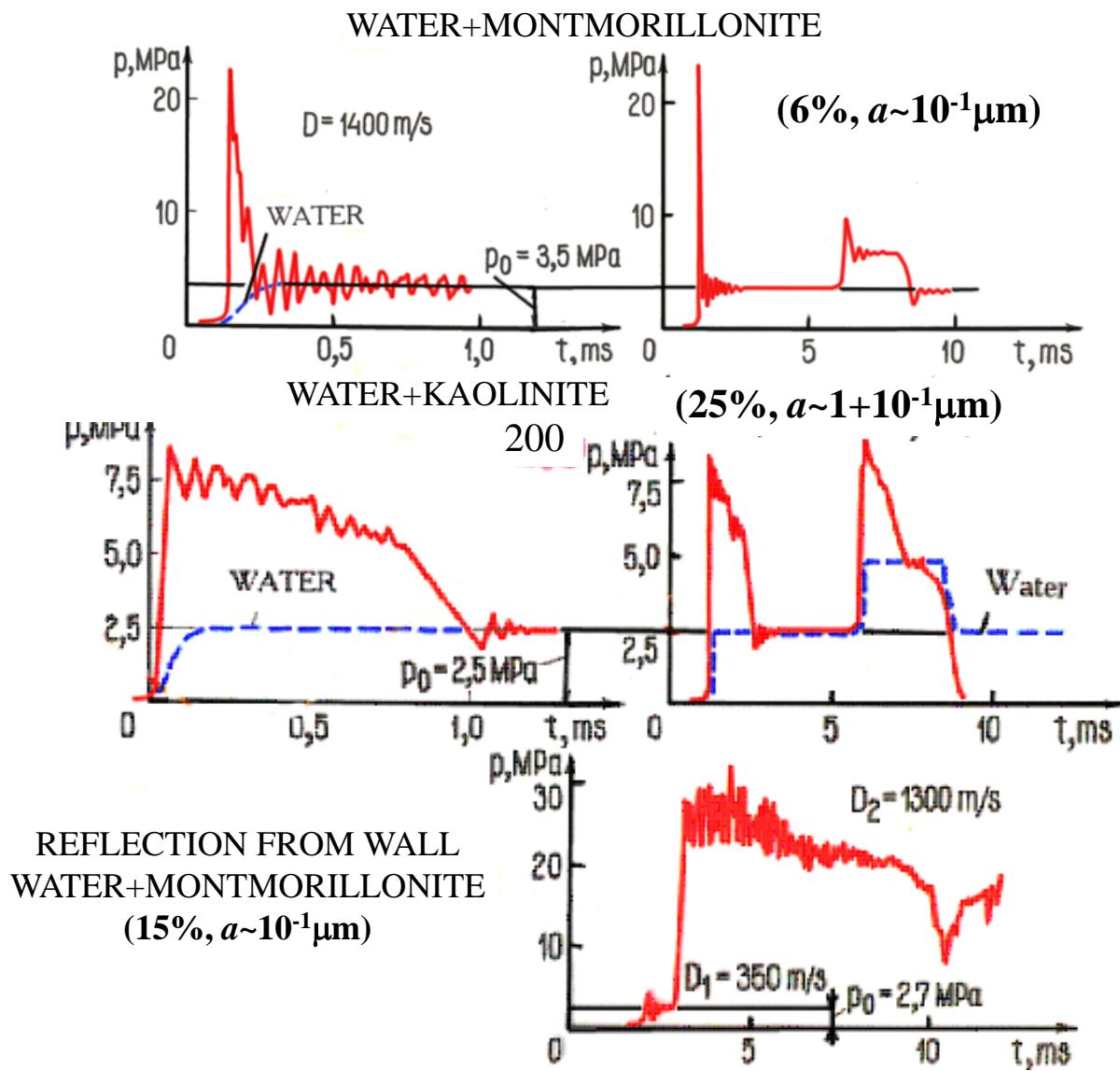
$$m_{g0} = \frac{\rho_g^0 \alpha_{g0}}{\rho_e^0 \alpha_{e0}} \sim 10^{-5}$$

# AMPLIFICATION OF SHOCK WAVES WHEN REFLECTING FROM BUBBLY SHIELDS

— No bubbles  
— With bubbles  
 $\alpha_0 = 1\%$



# AMPLIFICATION OF SHOCK WAVES IN CLAY SUSPENSIONS



# Burgers-Korteweg-de Vries Equation

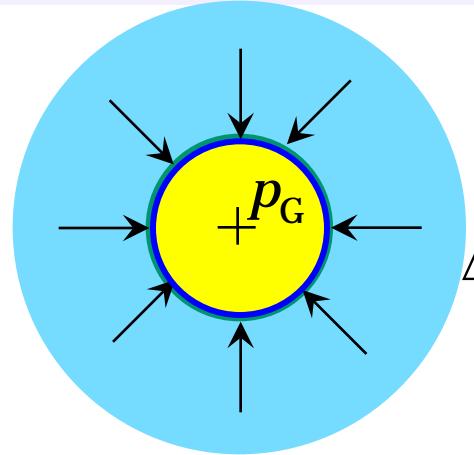
$$\frac{\partial p}{\partial t} + p \frac{\partial p}{\partial x} - \mu^{(\text{ef})} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial^3 p}{\partial x^3} = 0$$

For Simple Waves

$$(\Delta p)^2 \ll p_0$$

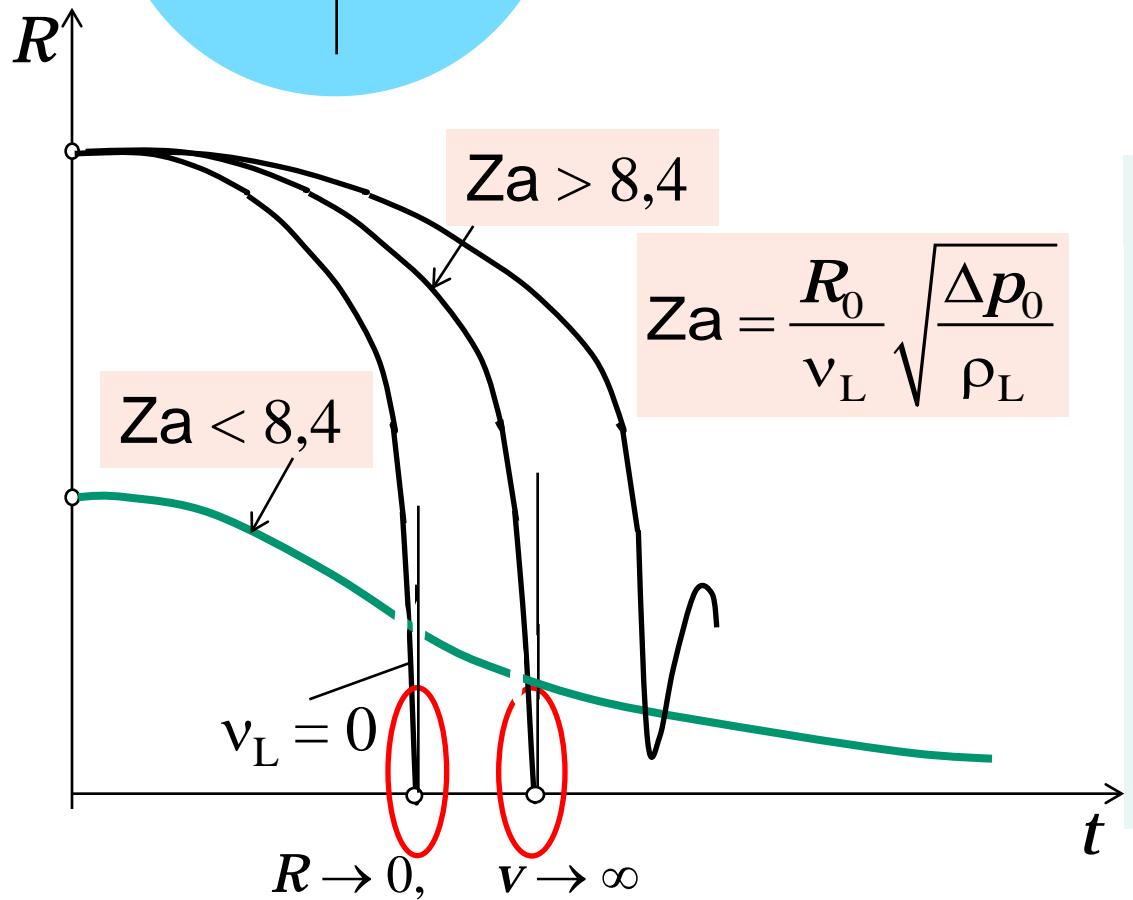
## 1. Лорд Рэлей

(вязкость  $\nu_L = 0$ ,  $\rho_L = \text{const}$ )



$p_L$

$$\Delta p_0 = p_L - p_0 = \text{const}$$



## 2. Академик Е.И. Забабахин (вязкость

$\nu_L > 0$ ,  $\rho_L = \text{const}$ , PMM, 1960)

## 3. Газ или пар в пузырьке

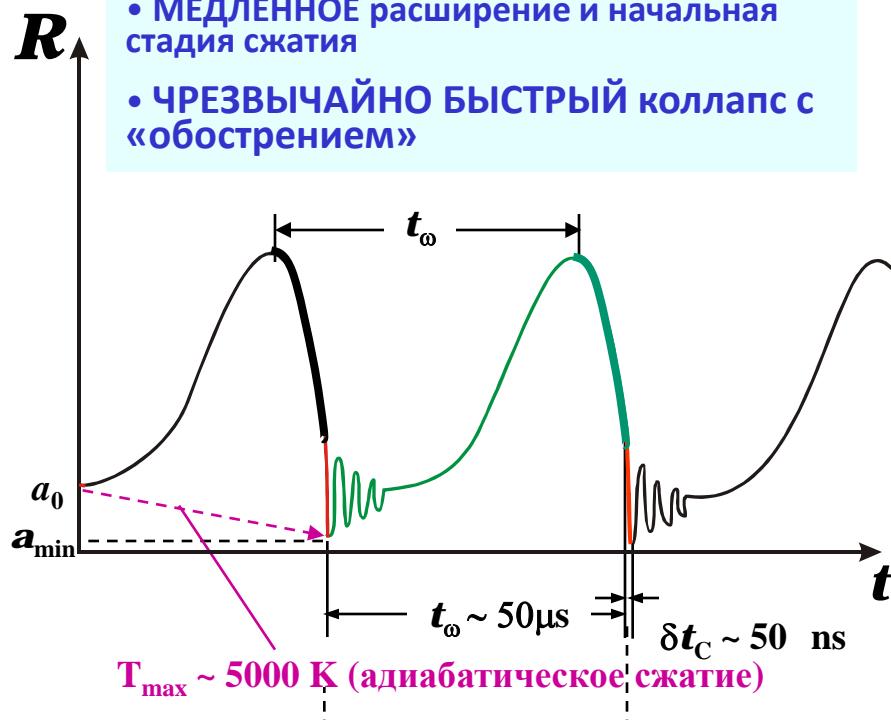
- Теплопроводность
- Сжимаемость жидкости
- Конденсация или испарение
- **УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**
- Диссоциация
- Экстремальные давления
- Экстремальные температуры
- Ионизация
- **НЕУСТОЙЧИВОСТЬ сферической фокусировки !!!**

# Однопузырьковая сонолюминесценция



# ПФРАЛОКСЫ ОЛНОПУЗЫРЬКОВОЙ СОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Две стадии периода:

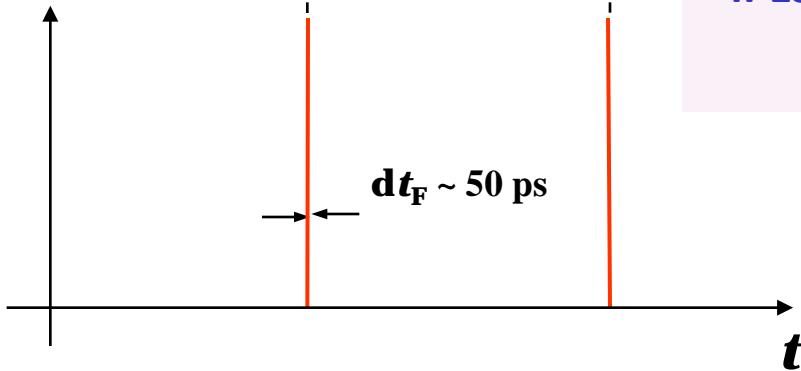


- МЕДЛЕННОЕ расширение и начальная стадия сжатия
- ЧРЕЗВЫЧАЙНО БЫСТРЫЙ коллапс с «обострением»
- Равновесный размер пузырька  $a_0 \sim 3 - 5 \text{ мкм}$
- Адиабатическая температура газа  $T_{\max} \sim 5000 \text{ К} (!?)$
- Эффект примесей благородных газов

- Эффект холодной воды

$$\left( \frac{T_{\max}}{T_0} = \left( \frac{a_{\min}}{a_0} \right)^{-3(\gamma-1)} \right)$$

Излучение света



ЧРЕЗВЫЧАЙНО КОРОТКИЕ световые вспышки!  
(иногда!)  
 $\delta t_F \sim 50 \text{ ps} = (5 - 10) \times 10^{-11} \text{ s}$

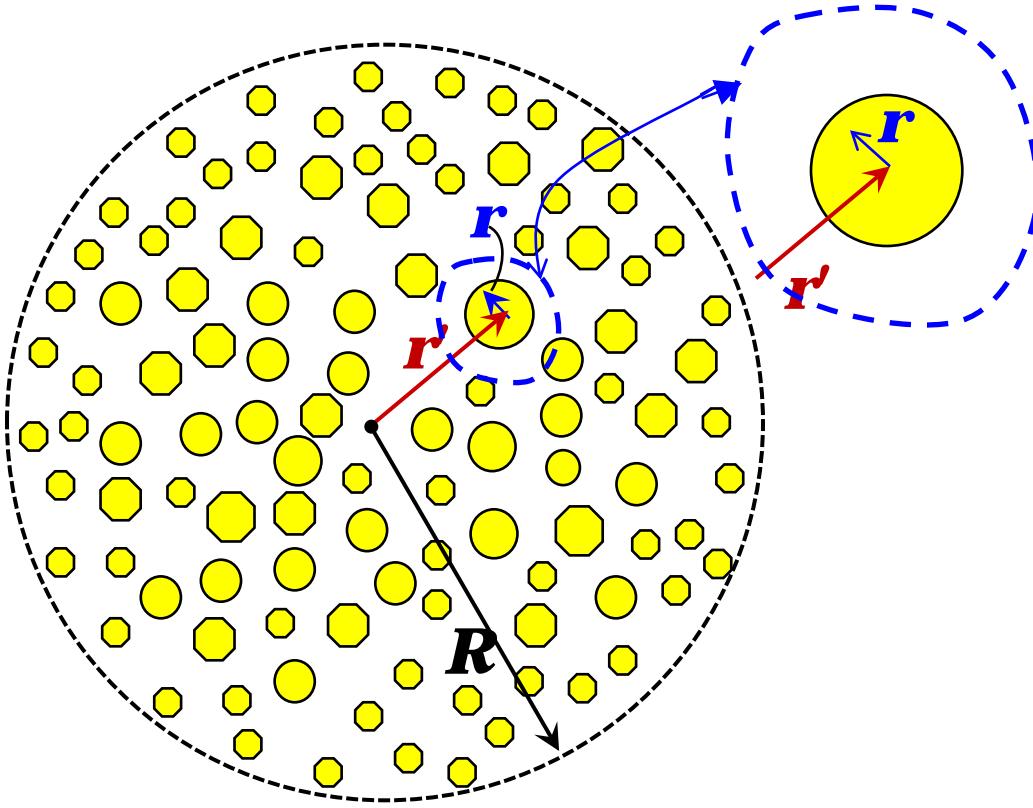
$t_\omega \sim 50 \mu\text{s} \rightarrow 5 \text{ days}$   
 $\delta t_c \sim 50 \text{ ns} \rightarrow 7 \text{ min}$   
 $\delta t_F \sim 50 \text{ ps} \rightarrow 0,4 \text{ s}$

# The first approximation for the bubbles collapse in the cluster

$\mathbf{r}'$ - Lagrangian coordinate for two phase continuum in the cluster,

$\mathbf{r}$ - Eulerian radial micro-coordinate for testing bubble,

$\mathbf{x}(\mathbf{r}', t)$  - Eulerian radial micro-coordinate for two phase continuum in the cluster



$$\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} = \mathbf{v}, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{r}'} \right)^2 \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{r}'},$$

$$(1 - \phi_1) a \frac{\partial w_{La}}{\partial t} + \frac{3w_{La}^2}{2} = \frac{p_{La} - p}{\rho_{L0}},$$

$$p_{La} = p_G(a) - \frac{2\sigma}{a} - \frac{4\mu_L w_{La}}{a},$$

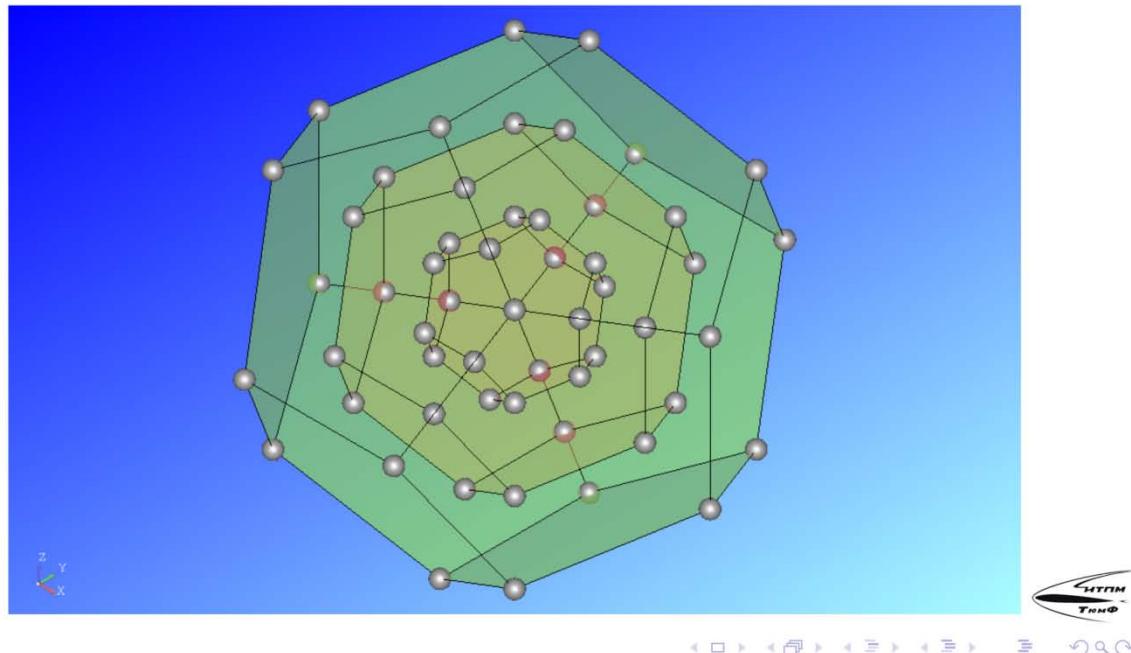
$$\rho_0 = \rho(1 - \alpha_G), \quad \phi_1 = 4.5 \alpha_G,$$

$$\alpha_G = \frac{\alpha_{G0} a^3}{(1 - \alpha_{G0}) a_0^3 + \alpha_{G0} a^3}.$$

R. Nigmatulin "Dynamics of Multiphase Media", Hemisphere, 1990

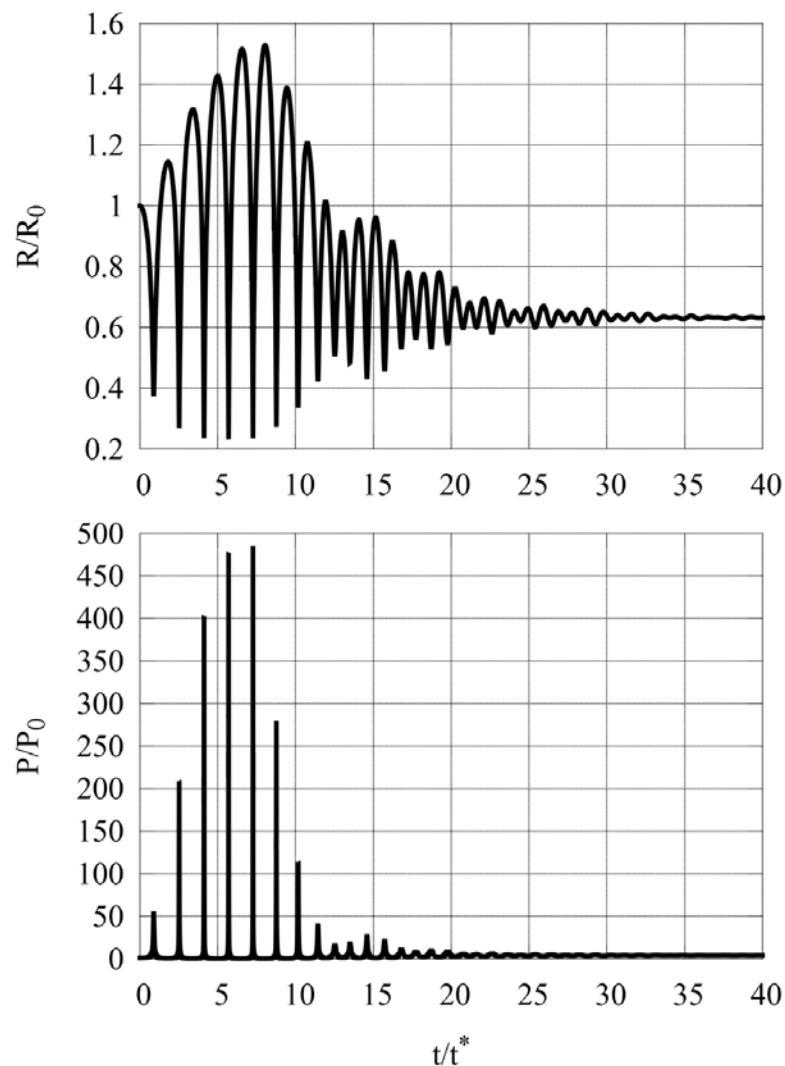
R. Nigmatulin, et al. The Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano-Scale Thermonuclear Fusion, Physics of Fluids, Vol. 17, 107106, 1-31, 2005.

# 1. Пузырьковый кластер и 3-х концентрически вложенных додекаэдров

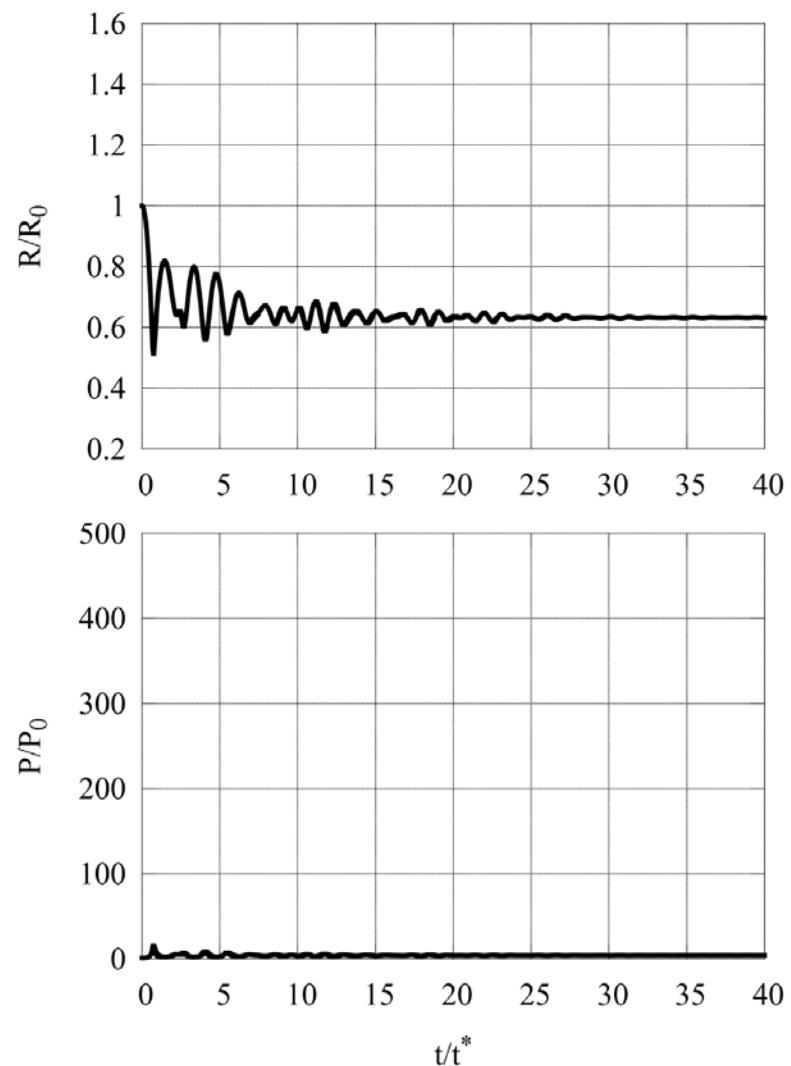


## 2. Тот же объем кластера, но с хаотическим возмущение пузырьков

## Центральный пузырек

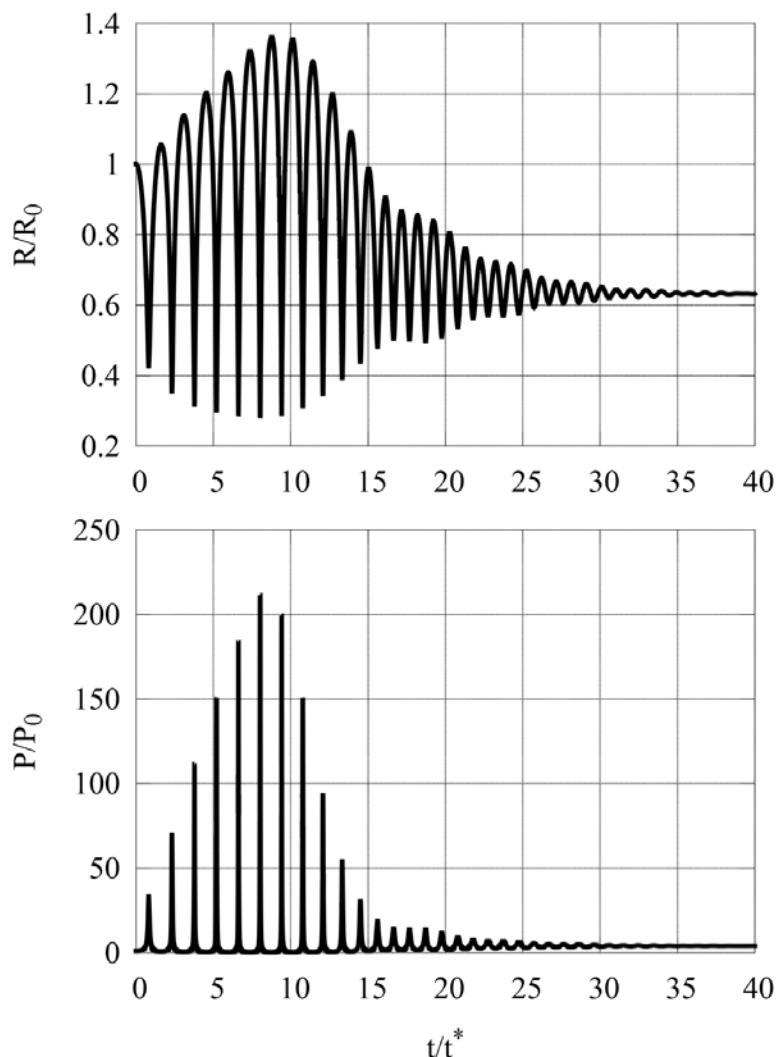


## Периферийный пузырек

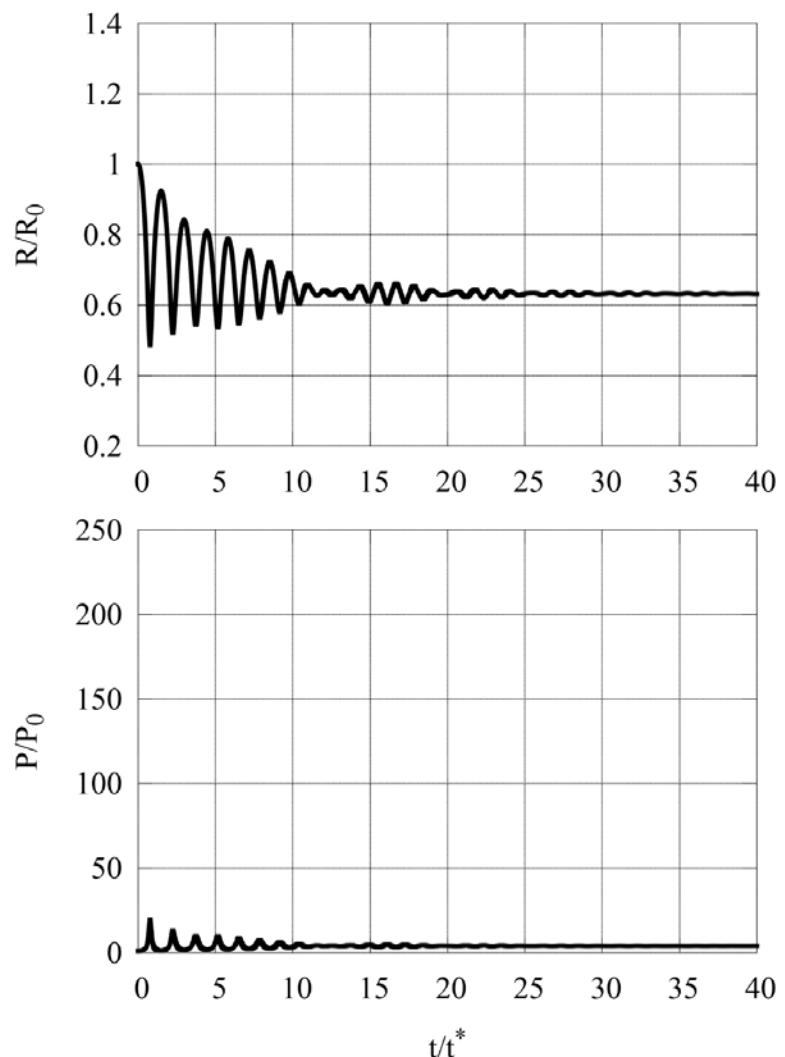


$$t^* = 2.7 \cdot 10^{-5} s, R_0 = 0.25 mm, P_0 = 0.1 MPa,$$
$$\Delta P = 0.3 MPa, T_0 = 293 K, c_l = 1500 m/s.$$

## Центральный пузырек

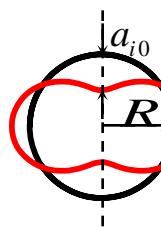


## Периферийный пузырек



$$t^* = 2.7 \cdot 10^{-5} s, R_0 = 0.25 mm, P_0 = 0.1 MPa,$$
$$\Delta P = 0.3 MPa, T_0 = 293 K, c_l = 1500 m/s.$$

# DISTURBANCES OF SPHERICAL SHAPE DURING INTENSIVE COLLAPSE of VAPOR BUBBLE



$\varepsilon_{ij} = a_{ij}/R$  - amplitude of disturbance (Legendre polynomial power  $i$ )

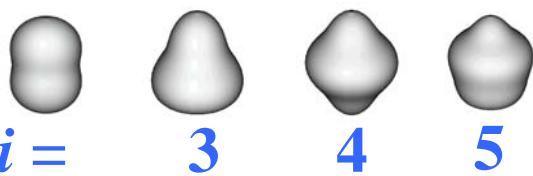
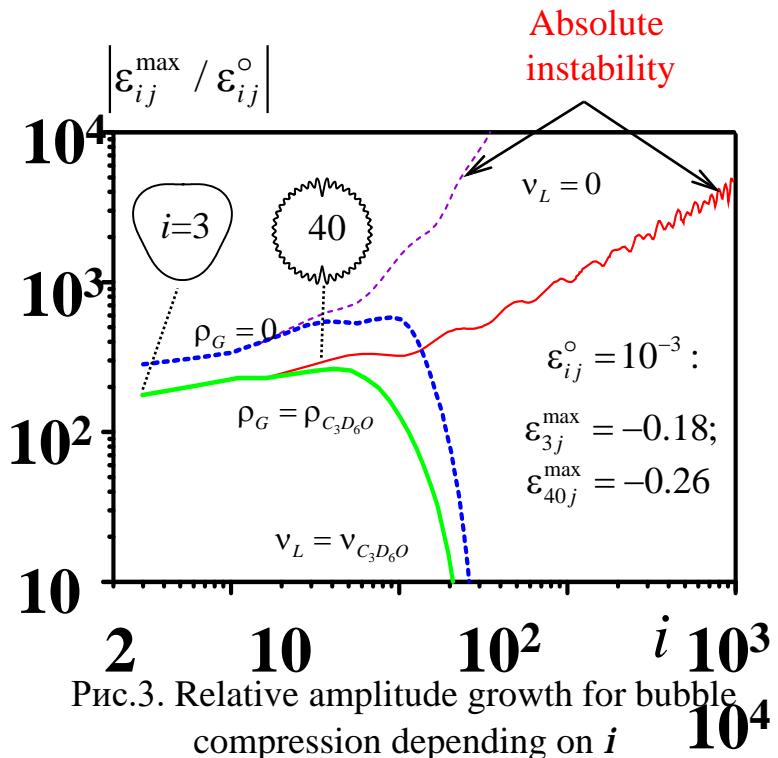
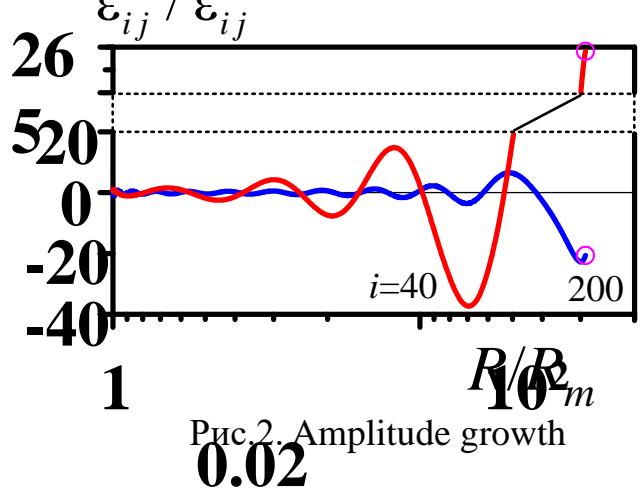
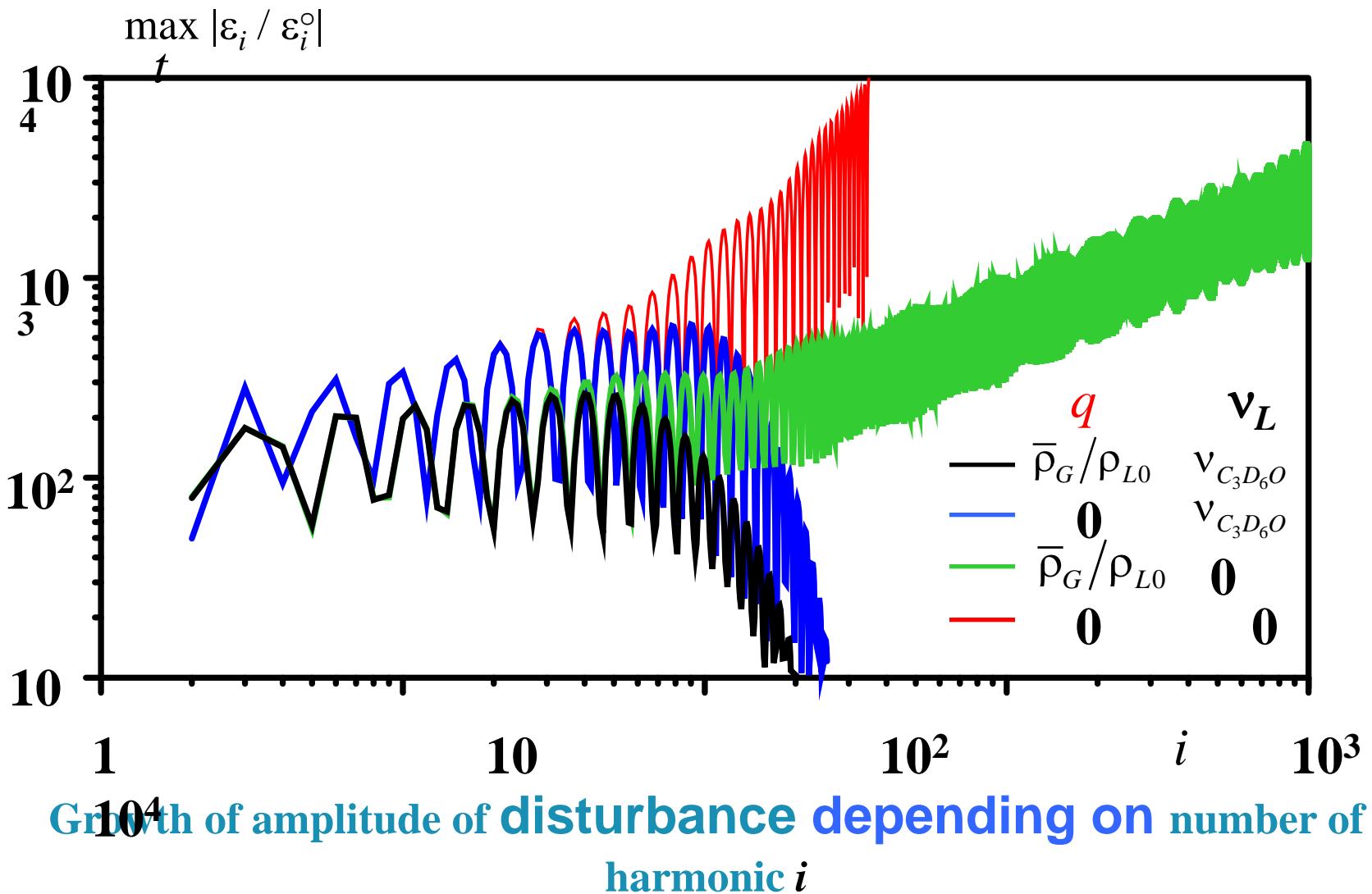


Рис.1. Disturbances



Влияние вязкости жидкости (дейтерированного ацетона) при сжатии на рост амплитуды возмущений сферической формы пузырька с длиной волны  $\lambda$ :

- несущественно при  $\lambda > R/3$ ;
- возрастает по мере уменьшения  $\lambda$  так, что при  $\lambda < R/6$  ( $i > 40$ ) рост амплитуды довольно быстро уменьшается;



**Disturbances of nonsphericity**

# ДЕФОРМАЦИИ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ СОВМЕСТНЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ПУЧНОСТИ ДАВЛЕНИЯ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

Воздушные пузырьки в воде

$$p_\infty = p_0 - p_a \sin \omega t,$$

$$p_0 = 1 \text{бар},$$

$$p_a = 1.2 \text{бар},$$

$$\omega / 2\pi \approx 20$$



Рис. 1. Три конфигурации пузырьков

При  $t = 0$ :

пузырьки одинаковые,  
сферические

с радиусом  $R = 3 \text{ мкм}$ ,  
расстояние между центральным  
и боковыми пузырьками  
 $d = 200 \text{ мкм}$

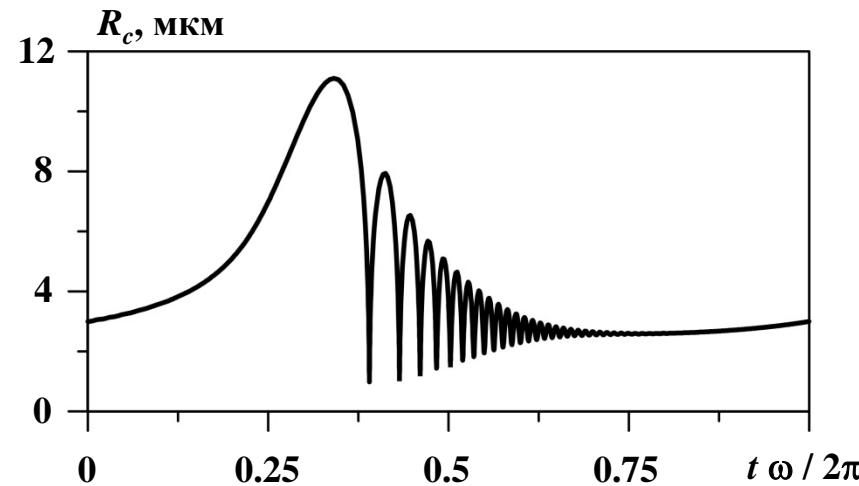


Рис. 2. Радиальные колебания центральных  
пузырьков (во всех конфигурациях одинаковы)

## Деформации центрального пузырька

$$r = R(t) \left[ 1 + \sum_{n=2}^N \sum_{m=-n}^n \varepsilon_n^m(t) Y_n^m(\theta, \phi) \right]$$

$$|\varepsilon_n| = \sqrt{\sum_{m=-n}^n (\varepsilon_n^m)^2}$$

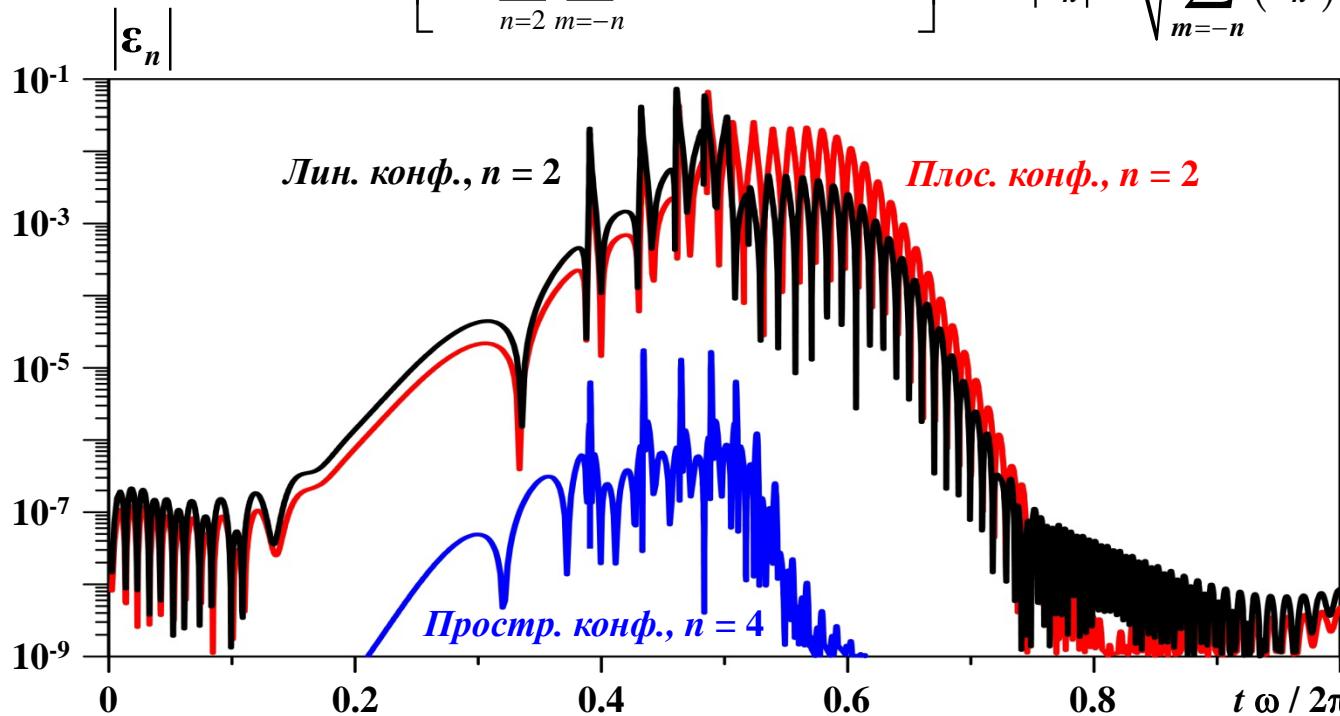


Рис.3. Изменение амплитуды гармоник, определяющих несферичность центральных пузырьков в рассматриваемых конфигурациях (рис. 1).

В линейной и плоской конфигурациях центральные пузырьки сильнее деформируются по второй гармонике (искажения по другим гармоникам на несколько порядков меньше).

В пространственной конфигурации центральный пузырек деформируется сильнее по четвертой гармонике (искажения по второй гармонике отсутствуют, а по другим они на несколько порядков меньше). Максимум этих деформаций на 4 порядка ниже, чем у центральных пузырьков в линейной и плоской конфигурациях.

Исследование поддержано РНФ (проект №17-11-01135, руководитель академик Р.И. Нигматуллин).

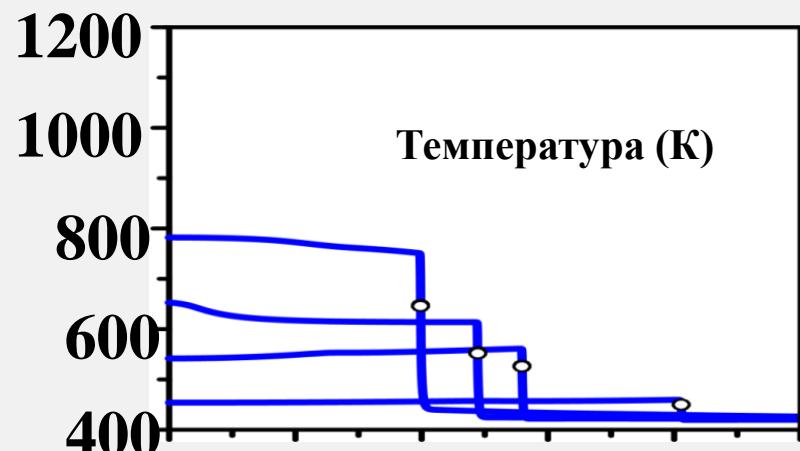


Рис.4. Центральные пузырьки в момент их максимальной несферичности.

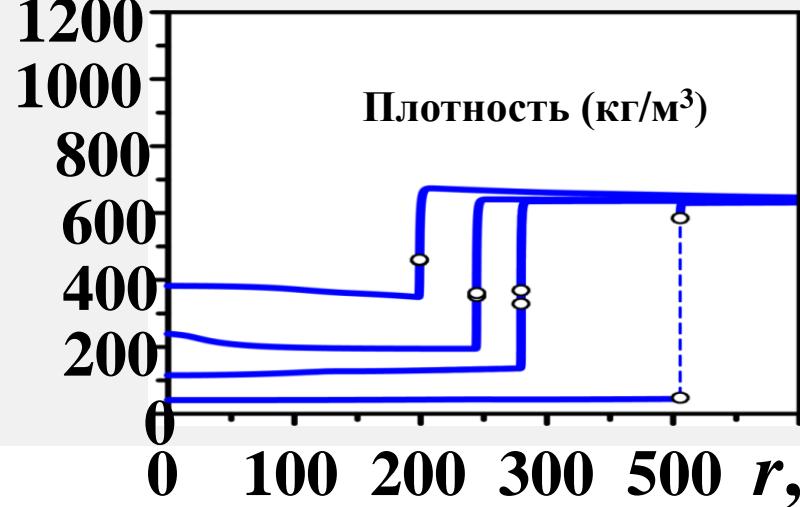
# КОЛЛАПС КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА В АЦЕТОНЕ И ТЕТРАДЕКАНЕ

	$p_L$ , бар	$p_S$ , бар	$T_L$ , К	$C_v$ м/с
Ацетон	50	10.3	419	226.4
Тетрадекан	50	10.3	663	128.6

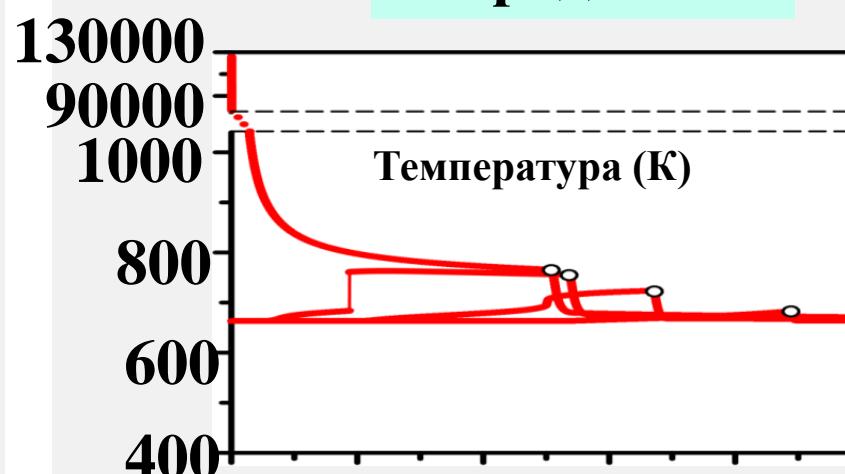
Ацетон



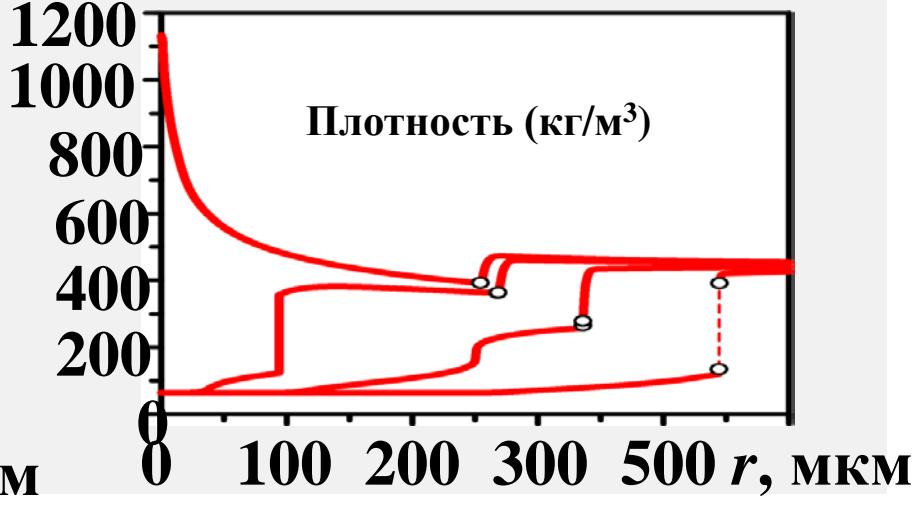
Плотность ( $\text{кг}/\text{м}^3$ )



Тетрадекан



Плотность ( $\text{кг}/\text{м}^3$ )



## РОСТ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СФЕРИЧНОСТИ ПУЗЫРЬКА

Поверхность пузырька

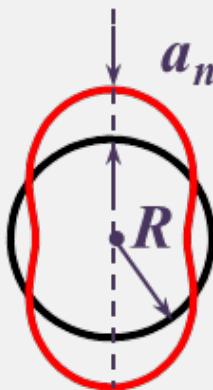
$$r = R(t)[1 + \varepsilon_n(t)P_n(\cos\theta)]$$

$$\varepsilon_n = a_n / R$$

$$\varepsilon_n^\circ = \varepsilon_n$$

$$|\varepsilon_n|^{\max} \text{ при } \theta = 0$$

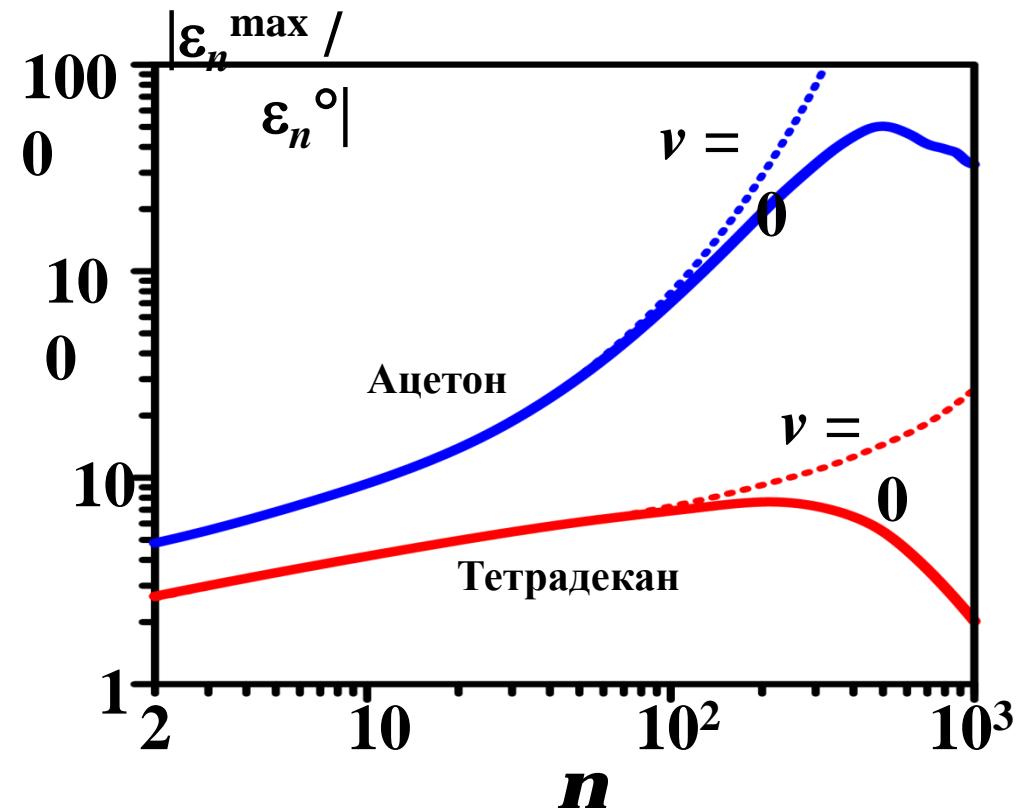
$$\max |\varepsilon_n|$$



$n =$



Виды искажений



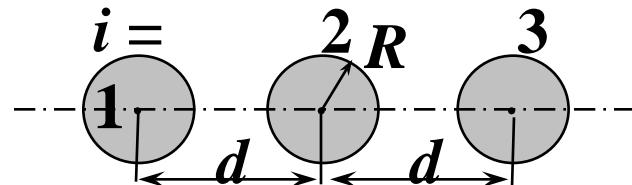
Рост несферичности кавитационного пузырька в виде отдельных сферических гармоник степени  $n$  при коллапсе

Несферичность пузырька в АЦЕТОНЕ возрастает при коллапсе **в 65 раз сильнее**, чем в ТЕТРАДЕКАНЕ.

# ДЕФОРМАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛОСТИ КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА ПРИ ЕГО РАСШИРЕНИИ-СЖАТИИ В СТРИМЕРЕ

А.А. Аганин, А.И. Давлетшин, Т.Ф. Халитова, ИММ КазНЦ РАН

Стример из 3-х одинаковых пузырьков



Ацетон,  $p_L = p_0 - \Delta p \sin(\omega t + \pi/2)$   
 $p_0 = 1$  бар,  $\Delta p = 15$  бар,  $T_L = 273$  К,  
 $\omega/2\pi = 19.3$  кГц,  $R_{\max} \approx 450$  мкм

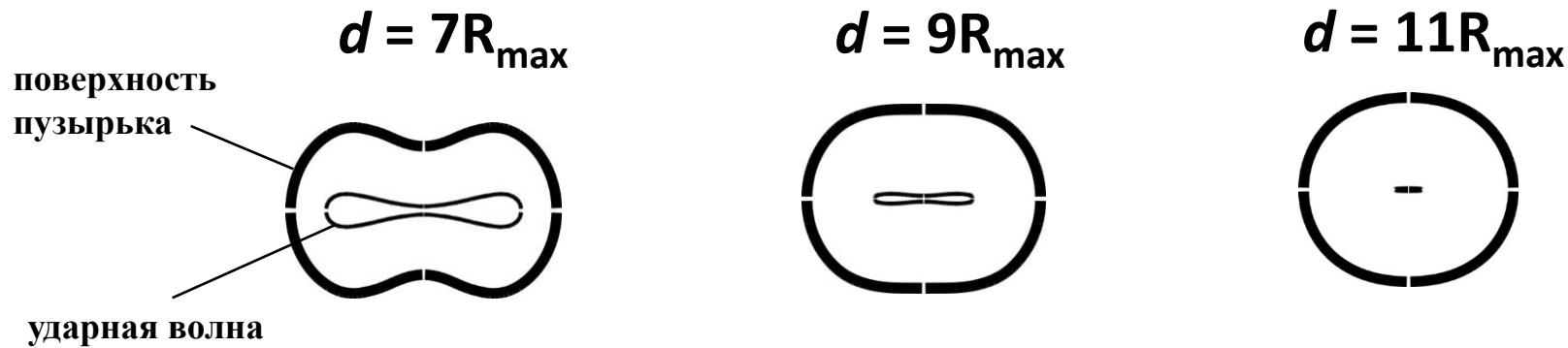
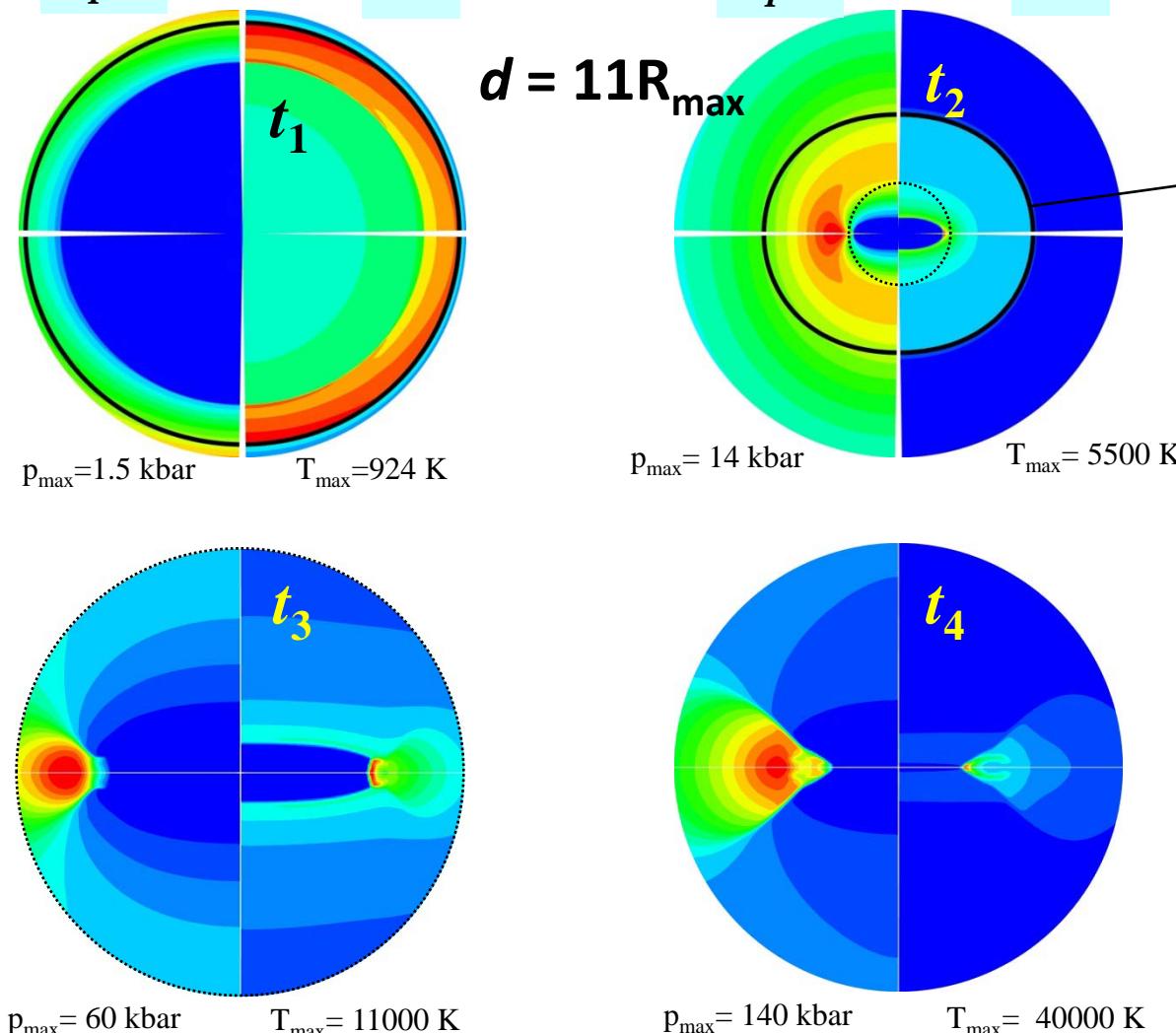


Рис.1. Форма центрального пузырька и ударной волны в его полости в момент начала смыкания ударной волны при трех значениях  $d$

В принятых условиях фокусировка ударной волны в центре пузырька завершается столкновением верхней и нижней частей ее поверхности, подобно столкновению плоских ударных волн. С уменьшением расстояния между пузырьками поперечный размер ударной волны в начале столкновения возрастает.

# ДИНАМИКА ПАРА В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПУЗЫРЬКЕ В ФИНАЛЕ ЕГО СЖАТИЯ



Столкновение верхней и нижней частей поверхности ударной волны реализуется при поперечном размере ударной волны  $\delta l \approx 6 \text{ мкм}$ , что значительно больше, чем размеры области сверхгорячего ядра в случае одиночного сферического пузырька ( $\sim 100 \text{ нм}$ ).

Рис.2. Поля давления и температуры в пузырьке и окружающей жидкости в областях  $r \leq 35 \text{ мкм}$  (верхний ряд) и  $r \leq 8 \text{ мкм}$  (нижний ряд)

Исследование поддержано  
РНФ (проект №17-11-01135,  
руководитель академик  
Р.И.Нигматулин)

# WAVES from SPACE

Приходят волны к нам из дали синей,  
Взлетают в брызгах, умирают пеной.

*Валерий Брюсов*