

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 309

А К У С Т И Ч Е С К И Й " Л А З Е Р "

А.Н.Котиков
Б.Е.Немцов

Горький 1990

Котлов А. Н., Немцов Б. Е.

АКУСТИЧЕСКИЙ "ЛАЗЕР" // Препринт № 309 - Горький: НИРФИ
- 1990 - 14 с.

УДК 53.01+551.510:534.222.1

Исследуются звуковые колебания в резонаторе Гельмгольца, заполненном пересыщенным паром. При этом процесс конденсации идет более интенсивно, чем процесс испарения, и в системе выделяется энергия, часть которой расходуется на усиление акустических колебаний. Получено нелинейное интегродифференциальное уравнение, учитывающее процессы конденсации и теплопередачи от очагов конденсации к газу. Найденное приближенное решение показывает, что в резонаторе формируются стационарные колебания с амплитудой и частотой, зависящими от параметров резонатора и заполняющей его среды. Обсуждается возможность экспериментальной проверки изучаемого эффекта, приводятся оценки уровня давления в генерируемой волне.

В в е д е н и е

В работах [1,2] был предложен и обсуждался когерентный механизм генерации звука при конденсации пара. Эффект усиления основан на том, что в пересыщенном паре, когда конденсация идет более интенсивно, чем испарение, происходит выделение тепла. Часть выделяющейся энергии в определенных условиях расходуется на генерацию звука. Был предложен следующий механизм генерации акустических колебаний. В области, где возросла плотность воздуха, увеличивается концентрация капель (очагов конденсации), поскольку в низкочастотном приближении капли "вморожены" в газ. Это означает, что в областях сжатия наряду с адиабатическим нагревом происходит дополнительный нагрев, обусловленный явлением конденсации. Поскольку звуковые волны являются квазиадиабатическими, т.е. $T \sim \rho^{\gamma-1}$ (T - температура газа, ρ - плотность, γ - показатель адиабаты), то дополнительный нагрев вызывает дополнительный рост плотности и т.д. При этом для возникновения неустойчивости необходима "инверсная заселенность", т.е. такие условия, при которых плотность пара ρ_v превышает плотность насыщенных паров ρ^* . В естественных условиях инверсия может возникнуть при подъеме пара с нагретой поверхности океана в более холодную область. Очевидно, что инверсия может быть создана и в лабораторных условиях аналогичным образом, например, при впрыскивании горячего пара в охлажденную камеру.

Для экспериментальной проверки рассматриваемого в [1,2] эффекта, а также для создания мощного генератора звуковых волн может быть использован резонатор Гельмгольца (РГ), заполненный пересыщенным паром.

Резонатор Гельмгольца [3,4] состоит из сосуда, снабженного

горлышком - узким отростком, через которое сосуд сообщается с окружающей средой. При перемещении среды, заполняющей горлышко, в одну или другую сторону среда в сосуде испытывает сжатия или разрежения, и давление в ней изменяется. На открытом же конце горлышка давление все время остается неизменным (атмосферным - для РГ в воздухе).

Разность давлений на концах горлышка ускоряет массу среды в горлышке. Ввиду узости горлышка скорость движения среды в нем велика по сравнению со скоростью среды внутри сосуда, так что кинетическая энергия сосредоточена в горлышке, несмотря на то, что фактическая масса среды в нем много меньше массы среды в сосуде. Потенциальная же энергия оказывается сосредоточенной в среде внутри сосуда. Таким образом, кинетическая и потенциальная энергии локализируются в разных телах: в среде - в горлышке и в среде в сосуде. Если теперь РГ заполнить пересыщенным паром, то при колебаниях внутри резонатора будет происходить конденсация и усиление акустических колебаний. Очевидно, что увеличение амплитуды волны должно ограничиваться нелинейными механизмами. Различные механизмы нелинейности, возникающие при колебаниях в РГ, подробно изучены в работах [5-9]. Уже обычная гидродинамическая нелинейность (если она достаточно велика) может привести к стабилизации и установлению стационарного режима колебаний в резонаторе, поскольку эта нелинейность обогащает спектр более высокими частотами, которые являются устойчивыми [2].

В работе исследуются звуковые колебания в РГ, заполненном пересыщенным паром. Получено нелинейное интегродифференциальное уравнение, учитывающее процессы конденсации и теплопередачи от очагов конденсации к газу. Найденное методом Ван дер Поля приближенное решение показывает, что нелинейность приводит к формированию в резонаторе стационарных колебаний с амплитудой и частотой, зависящими от параметров резонатора и среды его заполняющей.

Обсуждаются также возможности экспериментальной проверки изучаемого эффекта и приводятся оценки уровня давления в генерируемой волне.

Вывод основных соотношений

Нелинейное уравнение для колебаний среды в РГ было получено в [7,8]:

$$\rho l \ddot{x} + \frac{\rho}{2\xi^2} |\dot{x}| \dot{x} + p_2 = p_1, \quad (1)$$

где x - амплитуда колебаний газа в горле резонатора, p_1 - давление в звуковой волне на свободном конце резонатора (в нашей задаче $p_1 = 0$), p_2 - давление в звуковой волне внутри резонатора, l - длина горла резонатора, $\xi \sim 0,6l$, ρ - плотность среды, заполняющей резонатор. Второй член в левой части уравнения обусловлен гидродинамической нелинейностью. Он может быть получен, если принять во внимание тот факт, что при течении среды по горлу резонатора происходит изменение сечения трубки тока среды. Если резонатор заполнен пересыщенным паром, необходимо рассмотрение трехфазной среды, состоящей из газа (воздуха), пара и капель. В этом случае плотность среды запишется в виде: $\rho = \rho_0 + \rho_w \alpha_0 + \rho_v$, где ρ_0 , ρ_w , ρ_v - плотности газа, воды и пара, $\alpha_0 = \frac{4}{3} \pi r^3 n$ - удельный объем капель, n , r - концентрация и радиус капель. В обычных условиях $\alpha \rho_w + \rho_v \ll \rho$, поэтому $\rho \approx \rho_0$.

Звуковое давление внутри резонатора может быть представлено в виде суммы [3,7,8]: $p_2 = p_0 + p_L$, где

$$p_0 = \bar{\rho} c_s^2 + \bar{\rho}^2 \frac{\gamma - 1}{2\rho_0} c_s^2, \quad \bar{\rho} = \rho_0 \frac{Sx}{V}, \quad (2)$$

где S - площадь сечения горла, c_s - скорость звука в воздухе, V - объем резонатора, $\bar{\rho}$ - возмущения плотности воздуха, p_L представляет собой некоторое дополнительное давление, создаваемое паром и процессами испарения и конденсации.

Чтобы получить замкнутое уравнение относительно x , необходимо связать p_L с $\bar{\rho}$. Будем исходить из уравнений, выражающих законы сохранения энергии в системе газ - пар - капли [1,2,10]. При рассмотрении звуковых колебаний достаточно низкой частоты можно считать, что капли полностью увлекаются газовым потоком:

$$(\rho_0 c_0 + \rho_v c_v) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + 4\pi r n \alpha (T_d - T) - q, \quad (3)$$

$$\rho_w c_w V_0 \frac{\partial T_d}{\partial t} = 4\pi r \kappa (T - T_d) + L \frac{dm}{dt}. \quad (4)$$

Здесь $V_0 = \frac{4}{3} \pi r^3$ - объем капли, p - давление в среде, c_g , c_v , c_w - удельные теплоемкости газа, пара и воды при постоянном давлении, κ - теплопроводность газа, L - скрытая теплота конденсации, T , T_d - температуры газа и капель, m - масса капель, Q описывает охлаждение газовой подсистемы из-за взаимодействия с термостатом.

Уравнения (3), (4) следует дополнить законами роста капель, сохранения их числа и уравнениями неразрывности паровой и газовой компонент:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r D (\rho_v - \rho^*(T_d)), \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \rho_v \frac{\partial v}{\partial x} = -n \frac{dm}{dt} + q_0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

где D - коэффициент молекулярной диффузии, \vec{v} - характерная скорость газа в звуковой волне, ρ^* - плотность насыщенных паров. В правой части (7) первое слагаемое описывает исчезновение пара при конденсации, второе есть источник, поддерживающий стационарную плотность пара.

Линеаризуя относительно невозмущенного состояния систему (3)-(8), можно получить (подробнее см. [1]):

$$p_L = (\gamma - 1) \left[L \left(\frac{\rho_v}{\rho} \tilde{p} - \tilde{\rho}_v \right) - \rho_w c_w \alpha_0 \tilde{T}_d \right]. \quad (9)$$

Считая возмущенные значения зависящими от времени по закону $\exp(-i\omega t)$, для фурье-образа p_L будем иметь:

$$\rho_L = \frac{\bar{\rho}}{\rho} (\gamma - 1) \left\{ -i \rho_w c_w \alpha_0 \frac{\beta T (\gamma - 1)}{\omega + i\beta(1+q)} + \right. \\ \left. + iL \frac{[i\omega \rho_v + \sigma(\rho_v - \rho^*)][\omega + i\beta(1+q)] - i\beta T \rho^{*'} (\gamma - 1)}{(\omega + i\sigma)(\omega + i\beta) + i\omega q \beta} \right\}. \quad (10)$$

Здесь

$$\beta = 3 \alpha / \rho_w c_w r^2 \quad (11)$$

- частота релаксации температуры капли вследствие конденсации,

$$\sigma = 4 \pi r D n \quad (12)$$

- частота релаксации пара вследствие конденсации, $\rho^{*'} = d\rho^*/dT_d$.

$q = DL \rho^{*'} / \alpha$. Совершая в (10) обратное фурье-преобразование в приближении $\sigma \ll \beta$, получаем искому связь:

$$\rho_L(t) = \theta_1 c_s^2 \int_{-\infty}^t \bar{\rho}(t') \exp\left\{-\frac{\sigma(t-t')}{1+q}\right\} dt' - \\ - \theta_2 c_s^2 \int_{-\infty}^t \bar{\rho}(t') \exp\{-\beta(1+q)(t-t')\} dt', \quad (13)$$

$$\theta_1 = \frac{L \sigma (\gamma - 1) \rho_v + (\rho_v - \rho^*)(1+q) - T \rho^{*'} (\gamma - 1)}{\rho c_s^2 (1+q)}, \quad (14)$$

$$\theta_2 = \frac{4 \pi r \alpha n T (\gamma - 1)^2}{\rho c_s^2 (1+q)}. \quad (15)$$

Подстановка (15), (2) в (1) дает

$$\ddot{x} + \frac{f}{2E^2 \ell} |\dot{x}| \dot{x} + \omega_0^2 x + \omega_0^2 \frac{S(\gamma-1)}{2V} x^2 + \\ + \omega_0^2 \left\{ \theta_1 \int_{-\infty}^t x(t') \exp\left[-\frac{\sigma(t-t')}{1+q}\right] dt' - \right.$$

$$-\theta_2 \int_{-\infty}^t x(t') \exp[-\beta(1+q)(t-t')] dt' \} = 0, \quad (16)$$

где $\omega_0^2 = c_s^2 S / \ell V$ - собственная частота резонатора. Уравнение (16) является основным при исследовании акустических колебаний в РГ, содержащем пересыщенный пар.

Переходя к безразмерной амплитуде $U = x/\ell$ и безразмерному времени $\tau = \omega_0 t$, а также вводя новые обозначения

$$A_0 = 1/2E^2, \quad c = \theta_1/\omega_0, \quad d = \theta_2/\omega_0, \quad (17)$$

$$a = \sigma/\omega_0(1+q), \quad \beta = \beta(1+q)/\omega_0, \quad \lambda = g\ell(\gamma-1)/2V,$$

уравнение (16) запишем в виде:

$$\frac{d^2 U}{d\tau^2} + U = -A_0 \left| \frac{dU}{d\tau} \right| \frac{dU}{d\tau} - \lambda U^2 -$$

$$- c \int_{-\infty}^{\tau} U(\tau') \exp\{-a(\tau-\tau')\} d\tau' +$$

$$+ d \int_{-\infty}^{\tau} \dot{U}(\tau') \exp\{-\beta(\tau-\tau')\} d\tau'. \quad (18)$$

Уравнение (18) имеет интегродифференциальный вид и найти аналитическое решение в общем случае невозможно. Однако оно может быть решено приближенно с помощью известного в теории колебаний метода Ван дер Поля [II].

Решение (18) ищем в виде $U = A(\tau) \cos[\tau + \varphi(\tau)]$. Полагая, что члены, стоящие в правой части, малы по сравнению с членами левой части уравнения (18), находим амплитуду $A(\tau)$ и дополнительную фазу $\varphi(\tau)$ из дифференциальных уравнений первого порядка [II]:

$$\frac{dA}{d\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(A \cos \theta, -A \sin \theta) \sin \theta d\theta, \quad (19)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{2\pi A} \int_0^{2\pi} f(A \cos \vartheta, -A \sin \vartheta) \cos \vartheta d\vartheta, \quad (20)$$

где

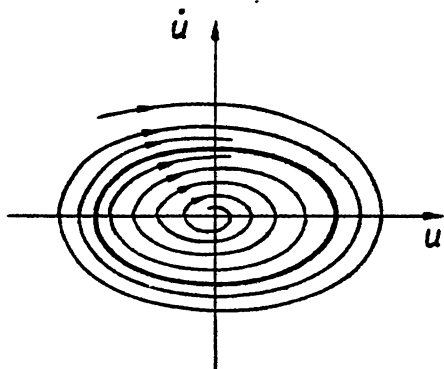
$$f(A \cos \vartheta, -A \sin \vartheta) = -A_0 A^2 |\sin \vartheta| \sin \vartheta + \lambda A^2 \cos^2 \vartheta + \\ + c \int_{-\infty}^{\vartheta} A \cos \vartheta' \exp\{-\alpha(\vartheta - \vartheta')\} d\vartheta' - d \int_{-\infty}^{\vartheta} A \cos \vartheta' \exp\{-\beta(\vartheta - \vartheta')\} d\vartheta'. \quad (21)$$

Используя тот факт, что A , φ — медленные функции τ , можно провести интегрирование в (19) — (21) и тогда для амплитуды колебаний получаем следующее уравнение:

$$\frac{dA}{d\tau} = \frac{A}{2\pi} \left(-\frac{8}{3} A_0 A + \frac{\pi c}{1 + \alpha^2} - \frac{\pi d}{1 + \beta^2} \right). \quad (22)$$

В случае $\frac{c}{1 + \alpha^2} - \frac{d}{1 + \beta^2} < 0$ уравнение (22) имеет единственное состояние равновесия $A = 0$, которое является устойчивым. Это означает, что возникшие в РГ колебания затухают. Если же

$$\frac{c}{1 + \alpha^2} - \frac{d}{1 + \beta^2} > 0, \quad (23)$$



Р и с. I

то есть два состояния равновесия: $A_1 = 0$ и $A_2 = \frac{3\pi}{8A_0} \left(\frac{c}{1 + \alpha^2} - \frac{d}{1 + \beta^2} \right)$. Исследуя их на устойчивость, получим, что состояние с амплитудой A_1 — неустойчиво, а с амплитудой A_2 — устойчиво. Это означает, что уравнение (18) имеет периодическое решение типа предельного цикла (см. рис. I). Таким образом,

становится ясно, что для возбуждения в резонаторе незатухающих колебаний необходимо выполнение соотношения (23), которое в точности совпадает с полученным в [2] критерием появления стационарных волн. При детальном рассмотрении (23) представляет собой требование пересыщенности пара [1,2]. Общий вид решения (18) записывается в итоге следующим образом:

$$U = \frac{3\pi}{8A_0} \left(\frac{c}{1+\alpha^2} - \frac{d}{1+\beta^2} \right) \cos \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha c}{1+\alpha^2} - \frac{\beta d}{1+\beta^2} \right) \right] \tau. \quad (24)$$

Условия применимости метода Ван дер Поля в данной задаче

$$\frac{c}{1+\alpha^2} - \frac{d}{1+\beta^2} \ll 1, \quad \frac{\alpha c}{1+\alpha^2} - \frac{\beta d}{1+\beta^2} \ll 1, \quad (25)$$

как будет видно ниже, хорошо реализуются на эксперименте.

Переходя в (24) к размерным величинам, с учетом равенства (2) для давления в звуковой волне получим:

$$\begin{aligned} \bar{p} = p c_s^2 \frac{\rho S}{V} \frac{3\pi}{8} & \left[\frac{\theta_1 \omega_0}{\omega_0^2 + \sigma^2 (1+q)^{-2}} - \frac{\theta_2 \omega_0}{\omega_0^2 + \beta^2 (1+q)^2} \right] \cdot \\ & \cdot \cos \omega_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{\theta_1 \sigma (1+q)^{-1}}{\omega_0^2 + \sigma^2 (1+q)^{-2}} - \frac{\theta_2 \beta (1+q)}{\omega_0^2 + \beta^2 (1+q)^2} \right] \right\} t. \quad (26) \end{aligned}$$

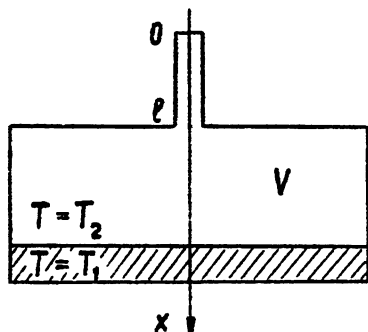
Из полученного решения видно, что при создании в РГ неравновесной среды возможна генерация периодических колебаний с амплитудой и частотой, зависящими как от геометрии резонатора, так и от параметров заполняющей его среды. Уравнение (18) было также исследовано методами численного счета. Полученное при этом решение с большой точностью совпадает с найденным нами приближенным аналитическим решением.

Схема предполагаемого эксперимента

Можно предложить несколько способов экспериментальной проверки рассматриваемого эффекта. Один из них, например, — постоянное впрыскивание в охлажденную камеру (РГ) горячего водяного пара. Однако

этот способ неудобен, т.к. требует дополнительного отверстия для впрыскивания пара, что существенно отражается на параметрах генерируемой волны.

Другой способ, более приемлемый, на наш взгляд, может быть реализован следующим образом. На дно широкого и плоского резонатора наливается вода, температура которой с помощью дополнительного подогрева поддерживается сравнительно высокой ($T_1 \sim 80^\circ\text{C}$). Рабочая же часть резонатора при этом охлаждается до низких температур ($T_2 \sim 0^\circ\text{C}$). Нагрев жидкости и охлаждение рабочей камеры производится постоянно и поэтому состояние термодинамического равновесия не достигается. Горячий пар, поднимаясь с поверхности жидкости,



падает в холодную область, становится пересыщенным и начинает конденсироваться. В этом случае оказывается возможной генерация звуковых колебаний (см. рис.2).

Р и с . . 2

О ц е н к и

Оценим численное значение давления в звуковой волне, возбуждаемой резонатором. При концентрации и радиусе капель $n = 2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, $r = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, температуре газа в резонаторе $T_2 = 0^\circ\text{C}$, плотности пара $\rho_v = 2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ (плотность пара при $T_1 = 80^\circ\text{C}$) находим: $\theta_1 \approx 0,3 \text{ с}^{-1}$, $\theta_2 \approx 0,1 \text{ с}^{-1}$, $\sigma \approx 0,3 \text{ с}^{-1}$, $\beta \approx 1100 \text{ с}^{-1}$. Тогда для резонатора с размерами $V = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^3$, $l = 10 \text{ см}$, $S = 20 \text{ см}^2$ давление в звуковой волне с частотой $\omega_0 = 100 \text{ Гц}$ будет равно $p \sim 0,3 \text{ Па}$, что представляет собой достаточно малую величину. Из приведенных здесь вычислений видно, что на практике всегда выполняются соотношения $\beta \gg \omega_0, \theta_2$ и в этом случае выражение

для уровня давления в волне может быть упрощено: $|\rho| \approx \kappa \rho_0 c_s^2 \frac{\ell \delta}{V} \frac{\theta_1 \omega_0}{\omega_0^2 + \sigma^2 (1+q)^{-2}}$, откуда видно, что максимальный уровень давления в волне достигается на частотах $\omega_0 \sim \sigma$ (см. рис.3). Однако столь низкие частоты возможны либо в резонаторах с очень длинным горлом, либо с очень большим объемом камеры, что технически весьма громоздко. Поэтому для уменьшения ω_0 можно воспользоваться другим способом. Так, если в горле резонатора движется не воздух, а среда с другой плотностью ρ_g , выражение для собственной частоты резонатора запишется (как это видно из (1), (2)) в виде

$$\omega_0^2 = \frac{\rho_0}{\rho_g} \frac{c_s^2 \delta}{\ell V}.$$

Если в горле совершает колебания вода, то собственная частота уменьшается в $\sqrt{\rho_g/\rho} \sim 30$ раз. В этом случае для резонатора с параметрами $V = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^3$, $\ell = 50 \text{ см}$, $\delta = 40 \text{ см}^2$, $\theta_1 = 0,2 \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 2 \text{ Гц}$ получим давление в звуковой волне $\rho \sim 100 \text{ Па}$. Вообще говоря, для уменьшения резонансной частоты можно в горло резонатора помещать любое вещество с плотностью, превышающей ρ_0 (например, металлический поршень, свободно перемещающийся под действием перепадов давления).

Для успешной реализации эксперимента необходимо, чтобы пар, поднимающийся с поверхности жидкости, не конденсировался в узком слое над жидкостью, а занимал весь объем резонатора. Характерный масштаб исчезновения пара за счет конденсации Δz можно легко получить из стационарного уравнения непрерывности для паровой компоненты [12]:

$$v \frac{\partial \rho_v}{\partial z} = -\sigma (\rho_v - \rho^*), \quad (27)$$

откуда $\Delta z \sim v/\sigma$. При скорости восходящих потоков пара $v \sim$

~ 10 см/с и $\sigma \sim 0,2$ с⁻¹ получим $\Delta z \sim 50$ см, что является вполне удовлетворительной величиной для экспериментальных исследований в резонаторах с приведенными выше размерами. Время развития неустойчивости, определяющее время стабилизации колебаний в резонаторе, $\theta_1 \sim 5$ с.

Приведенные оценки показывают, что предложенный механизм генерации звуковых волн может быть весьма эффективен в лабораторных условиях и может использоваться для генерации мощных звуковых колебаний.

В заключение авторы выражают благодарность Кузнецовой Е.Д. за выполненный ею численный счет, а также полезные советы в ходе выполнения работы.

Л и т е р а т у р а

1. Немцов Б.Е. Когерентный механизм генерации звука при конденсации пара // Препринт № 283. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 15 с.
2. Немцов Б.Е. Звук в пересыщенном паре // Препринт № 296. - Горький: НИРФИ. - 1990. - 14 с.
3. Исакович М.А. Общая акустика. - М.: Наука, 1973. - 495 с.
4. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators// J.Acoust.Soc.America. 1953. V.25, N 6. P.1037-1061.
5. Thurston G.B., Hargrove L.E., Cook B.D. Nonlinear properties of circular orifices//J.Acoust.Soc.America. 1957. V.29, N 9. P.992-1000.
6. Ingard U. Acoustic nonlinearity of an orifice//J.Acoust.Soc. America. 1967. V.42, N 1. P.6-18.
7. Cummings A., Eversman W. High-amplitude acoustic transmission through duct terminations. Theory//J.Sound.Vibr. 1983. V.91. P.503-518.
8. Cummings A. Transient and multiple frequency sound transmission through perforated plates at high amplitude//J.Acoust.Soc.Amer. 1986. V.79, N 4. P.942-951.

9. Davidson G.A. Propagation of audible sound through air-water fogs//J.Acoust.Soc.America. 1977. V.62, N 3. P.497-502.
10. Rong-Jue-Wei, Jun-ru-Wu. Absorption of sound in water fog// J.Acoust.Soc.America. 1981. V.70, N 5. P.1213-1220.
11. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. - М.: Физматгиз, 1959.
12. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т.2. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. - 319 с.

Дата поступления статьи

22 мая 1990 г.

Александр Николаевич Котюсов
Борис Ефимович Немцов

АКУСТИЧЕСКИЙ "ЛАЗЕР"

Подписано в печать 28.05.90 г. МЦ 00670. Формат 60x84 / 16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,85 усл. п. л.
Заказ 5078. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротативе НИРФИ