

УДК 53.01 + 551, 510:534.222.1

© 1991 г.

Немцов Б.Е.

КОГЕРЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Рассматривается трехфазная среда, состоящая из газа, пара и капля. Система находится в неравновесном состоянии, когда плотность пара больше плотности насыщенных паров. В этих условиях конденсации идет более интенсивно, чем испарение, и в системе выделяется тепло. Показано, что в данной неравновесной среде возможно когерентное усиление звука. Получены формулы для инкрементов неустойчивости, из которых следует, что неустойчивыми оказываются низкочастотные звуковые колебания. Ограничение по частоте сверху обусловлено конечностью скорости теплопередачи от капель к газу. Дается физическая интерпретация результатов.

Принципиальная возможность использования индуцированного излучения возбужденных систем для генерации звука вполне очевидна. Однако если идея когерентного усиления уже давно воплощена в оптике в таких устройствах, как лазеры и мазеры, то в акустике до последнего времени аналогов оптических квантовых усилителей не было. Первая известная автору работа, относящаяся к когерентному усилению звука, посвящена изучению распространения акустических волн в газе возбужденных молекул [1]. Прямая аналогия этой задачи рассмотренная в электродинамике достаточно прозрачна. Между тем существуют иные возможности реализации инвертированных акустических сред, способных к генерации звуковых волн. Одна из них связана с явлением конденсации пара на частицах (каплях). Хорошо известно, что при конденсации, т.е. в процессе фазового перехода пар — жидкость, выделяется достаточно большая тепловая энергия [2]. В условиях термодинамического равновесия это выделение энергии компенсируется процессом испарения. Плотность пара, отвечающая состоянию термодинамического равновесия, есть плотность насыщенных паров $\rho^*(T)$. Если плотность пара в системе $\rho_V > \rho^*$, то процесс конденсации идет более интенсивно, чем процесс испарения, и в системе выделяется тепло. Такая ситуация отвечает инвертированному состоянию акустической среды. Инверсию пара легко создать, используя тот факт, что ρ^* сильно уменьшается с уменьшением температуры. Тогда если реализуется ситуация, при которой нагретый пар большой плотности попадает в холодную область, то возникает инвертированное состояние. Поскольку процесс конденсации происходит не мгновенно, а в течение определенного времени, то за счет непрерывного поступления нагретого пара можно поддерживать инверсию на определенном уровне. Естественно ожидать, что в условиях инверсии возможно усиление акустических возмущений. Исследованию данного эффекта посвящена предлагаемая статья.

Рассмотрим трехфазную систему, состоящую из газа, пара и капля. Будем интересоваться звуковыми возмущениями достаточно низкой частоты, когда можно считать, что капли полностью увлекаются газовым потоком. Указанное приближение справедливо, если характерная частота звуковых возмущений ω намного меньше стоксовского коэффициента трения частиц о газ ν_{st} [3]:

$$\omega \ll \nu_{st} = g\nu\rho/2r^2\rho_W, \quad (1)$$

где ν — кинематическая вязкость газа (для воздуха $\nu \cong 0,15 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, r — характерный радиус капле, ρ, ρ_w — плотности газа и воды соответственно. В типичных условиях атмосферы $r = 10 \mu = 10^{-3} \text{ см}$, $\nu_{st} \cong 7 \cdot 10^2 \text{ Гц}$. Поэтому в приложении к атмосферным процессам это приближение выполняется для звуковых волн частоты $\omega < 7 \cdot 10^2 \text{ Гц}$. Предполагаем также звуковые возмущения достаточно малыми, так что, с одной стороны, справедливо линейное приближение, а с другой — число Рейнольдса $Re = vr/\nu$ много меньше единицы, где v — характерная скорость газа в звуковой волне.

При выполнении названных условий справедливо гомогенное описание трехфазной среды [3–5]. В этом приближении многофазная система рассматривается как сплошная среда с эффективной плотностью $\rho_{\text{eff}} = \rho + \rho_V + \alpha \rho_w$, где ρ_V — плотность пара, $\alpha = 4/3\pi r^3 n$ — удельный объем жидкой фазы, n — концентрация капель, $\alpha \ll 1$. В условиях экспериментов почти всегда $\rho_V + \alpha \rho_w \ll \rho$, т.е. $\rho_{\text{eff}} \approx \rho$. Линеаризованное уравнение Эйлера для смеси записывается в обычном виде

$$\rho_{\text{eff}} \frac{\partial v}{\partial t} + \Delta p = 0, \quad (2)$$

где p — давление, создаваемое газом и паром. Поскольку газ никуда не исчезает и не появляется, а движение всех компонентов смеси является синфазным, для газовой составляющей справедливо уравнение неразрывности в стандартной форме:

$$\partial \tilde{\rho} / \partial t + \rho \operatorname{div} v = 0, \quad (3)$$

здесь $\tilde{\rho}$ — возмущение плотности газа. Исключая v из (2), (3), имеем

$$\Delta p = \frac{\rho_{\text{eff}}}{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} \approx \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2}. \quad (4)$$

Дальнейшая задача состоит в получении материального уравнения, связывающего возмущения давления \tilde{p} и плотности $\tilde{\rho}$.

Указанную связь можно получить, используя уравнения состояния газа и пара. Если считать газ и пар идеальными газами, то полное давление смеси

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{R}{\mu_V} \rho_V T, \quad (5)$$

где R — газовая постоянная, μ, μ_V, T — молярные массы и температура газа и пара. В (5) считается, что температура газа и пара одинаковы. Это предположение справедливо с большой точностью, поскольку процесс термализации молекул воды, испарившихся с поверхности капли, идет очень быстро.

Уравнения состояния (5) следует дополнить законом сохранения энергии в трехфазной системе. Эти уравнения имеют вид [6]:

$$(\rho c + \rho_V c_V) \frac{\partial T}{\partial t} = 4\pi r k n (T_d - T) + \frac{\partial p}{\partial t} - Q, \quad (6)$$

$$\rho_w c_w V \frac{\partial T_d}{\partial t} = 4\pi r k (T - T_d) + \frac{L}{m_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{dm}{dt}. \quad (7)$$

Здесь $V = 4/3\pi r^3$ — объем капли, c, c_V, c_w — удельные теплоемкости газа, пара и воды при постоянном давлении, k — теплопроводность газа, L — энергия, выделяющаяся при конденсации одной молекулы воды ($L \cong 10kT^*$, где T^* — критическая температура воды, $T^* \cong 650 \text{ К}$), T_d — температура капле, $m_{\text{H}_2\text{O}}$ — масса молекулы воды, m — масса капли, Q — описывает охлаждение газовой подсистемы из-за взаимодействия с термостатом. Уравнения (6), (7) имеют простой физический смысл. В левой

части (6) фигурирует изменение внутренней энергии газообразных компонент смеси. Первое слагаемое в правой части описывает передачу тепла от капель к газу вследствие теплопроводности, второе отвечает изменению температуры при изменении давления. Если отсутствует теплопередача и отток тепла в термостат, то (6) описывает процессы адиабатического сжатия и расширения. Присутствие дополнительных первого и третьего слагаемых нарушает адиабатичность.

В уравнении (7) учтено, что изменение внутренней энергии обусловлено как притоком тепла при конденсации (последнее слагаемое в правой части (7)), так и теплопередачей от капель к газу (первое слагаемое в правой части (7)).

Систему (6), (7) необходимо дополнить уравнением роста капель [7, 8], законом сохранения их числа и уравнением неразрывности для паровой компоненты:

$$dm/dt = 4\pi r D(T) (\rho_V - \rho^*(T_d)), \quad (8)$$

$$\partial \tilde{n} / \partial t + n \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (9)$$

$$\partial \tilde{\rho}_V / \partial t + \rho_V \operatorname{div} \mathbf{v} = -n dm/dt + q, \quad (10)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии пара в газе, $\rho^*(T_d)$ — плотность насыщенных паров. Уравнение (8) показывает, что при $\rho_V > \rho^*$ капля растет, а значит, выделяется энергия, а при $\rho_V < \rho^*$ происходит испарение капли и энергия поглощается. В правой части (10) первое слагаемое описывает исчезновение пара за счет конденсации, второе отвечает источнику, обеспечивающему стационарную плотность пара. Таким источником могут служить восходящие потоки пара, компенсирующие его исчезновение из-за конденсации.

Из уравнений (6)–(10) видно, что стационарное состояние системы поддерживается источниками Q и q . При этом равновесное значение $T - T_d$ определяется из соотношения

$$\Delta T = T_d - T = \frac{DL}{\kappa m_{\text{H}_2\text{O}}} (\rho_V - \rho^*). \quad (11)$$

Если бы источников не было, то первоначально инвертированное состояние релаксирует к равновесному. Время исчезновения пара $\tau_V \approx \sigma^{-1}$, где $\sigma = 4\pi r D n$, время релаксации температуры $\tau_T \approx (4\pi r \chi n)^{-1}$, где χ — температуропроводность газа. Отсюда ясно, что если волновые процессы развиваются на временах порядка $\tau \lesssim \tau_V, \tau_T$, то роль источников незначительна. Если же характерное время роста акустического поля значительно, т.е.

$$\tau \approx (\operatorname{Im} \omega)^{-1} \gtrsim \tau_V, \tau_T \quad (12)$$

($\operatorname{Im} \omega$ — инкремент неустойчивости), то существование источников пара и тепла принципиально необходимо для формирования растущих волновых полей.

Взяв стационарное состояние системы за невозмущенное, исследуем его устойчивость. Для получения связи между термодинамическими и акустическими параметрами удобно умножить уравнение (7) на n и после линеаризации сложить с (6). Тогда с учетом того, что $\operatorname{div} \mathbf{v} = -\rho^{-1} \partial \tilde{\rho} / \partial t$, будем иметь

$$(\rho c + \rho_V c_V) \tilde{T} + \rho_W c_W \alpha \tilde{T}_d = \tilde{p} - \frac{L}{m_{\text{H}_2\text{O}}} (\tilde{\rho}_V - \frac{\rho_V}{\rho} \tilde{\rho}), \quad (13)$$

где возмущенные величины отмечены тильдой. В (13) входит возмущение суммарного давления смеси:

$$\tilde{p} = \frac{R}{\mu} \tilde{p} T + \frac{R}{\mu_V} \tilde{\rho}_V T + \left(\frac{R}{\mu} \rho + \frac{R}{\mu_V} \rho_V \right) \tilde{T}. \quad (14)$$

Поскольку $\rho \gg \rho_V$, вторым слагаемым в скобках можно пренебречь. Слагаемое $R \tilde{\rho}_V T / \mu_V$ много меньше $L \tilde{\rho}_V / m_{\text{H}_2\text{O}}$, так как $RT / \mu_V \approx c_s^2 \approx 10^9 \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ (c_s — ско-

рость звука), а $L/m_{H_2O} \approx 2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ [7, 8]. Таким образом, вкладом паровой компоненты в давление можно пренебречь, т.е.

$$\tilde{p} = \frac{R}{\mu} \tilde{\rho} T + \frac{R}{\mu} \rho \tilde{T}. \quad (15)$$

Используя тот факт, что $\rho c \gg \rho_V c_V$, из (13) и (15) имеем

$$\tilde{p} - \tilde{\rho} c_s^2 = (\gamma - 1) \left[\frac{L}{m_{H_2O}} \left(\frac{\rho_V}{\rho} \tilde{\rho} - \tilde{\rho}_V \right) - \rho_W c_W \alpha \tilde{T}_d \right], \quad (16)$$

где $c_s = \sqrt{\gamma R T / \mu}$ — скорость звука в газе, γ — показатель адиабаты.

Линеаризованное уравнение непрерывности для $\tilde{\rho}_V$ следует из (10):

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_V}{\partial t} - \frac{\rho_V}{\rho} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -4\pi r D (\tilde{\rho}_V - \rho^* \tilde{T}_d) n - 4\pi r D \tilde{n} (\tilde{\rho}_V - \rho^*) - 4\pi \tilde{r} D n (\rho_V - \rho^*), \quad (17)$$

здесь $\rho^{*'} = d\rho^*/dT_d$. Коэффициент диффузии слабо зависит от T ($D \sim T^{1/2}$), поэтому в (17) считается $D = \text{const}$. Если же принимать в расчет указанную зависимость, то второе слагаемое в правой части (17) примет вид $-4\pi r D n (\tilde{n}/n + \tilde{T}/2T) (\rho_V - \rho^*)$. Используя соотношения $\tilde{n}/n = \tilde{\rho}/\rho$, $\tilde{T}/T \approx (\gamma - 1) \tilde{\rho}/\rho$, получим, что добавка за счет температурной зависимости D оказывается порядка $(\gamma - 1) \tilde{\rho}/2\rho \ll \tilde{\rho}/\rho$, т.е. достаточно малой.

Сравним второе слагаемое в правой части (17) с третьим. Если выполнено неравенство $\tilde{n}/n \gg \tilde{r}/r$, то последним слагаемым можно пренебречь. Поскольку из (9) с учетом $\text{div } \mathbf{v} = -\rho^{-1} \partial \tilde{\rho} / \partial t$ следует, что $\tilde{n}/n = \tilde{\rho}/\rho$, а из (8) — $\tilde{r}/r = D \tilde{\rho}_V / \omega r^2 \rho_W \sim D \tilde{\rho} \rho_V / \omega r^2 \rho \rho_W$, то для выполнения указанного неравенства необходимо

$$\omega \gg \rho_V D / \rho_W r^2. \quad (18)$$

Имея в виду, что $\rho_V \approx 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\rho_W \approx 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $D \approx 0,2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, для частиц с $r \approx 10 \mu$ из (18) имеем $\omega \gg 1 \text{ Гц}$. Таким образом, практически во всем диапазоне частот последним слагаемым в правой части (17) можно пренебречь. Аналогичные рассуждения, относящиеся к уравнению (7), приводят к заключению, что изменением размера капель при условии (18) можно пренебречь и уравнение для \tilde{T}_d принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{T}_d}{\partial t} = \beta (\tilde{T} - \tilde{T}_d) + \delta (\tilde{\rho}_V - \rho^{*'} \tilde{T}_d). \quad (19)$$

Здесь $\beta = 3k/\rho_W c_W r^2$ — обратное время релаксации температуры капли вследствие теплопроводности, $\delta = 3DL/\rho_W c_W r^2 m_{H_2O}$. Поскольку D , к одинаково зависят от T ($\sim T^{1/2}$), добавки, связанные с температурной зависимостью кинетических коэффициентов в (7), взаимно уничтожаются.

Считая возмущенные величины зависящими от времени по закону $\exp(-i\omega t)$ из (17), (19) получим

$$\tilde{T}_d = i \frac{\beta \tilde{T} + \delta \tilde{\rho}_V}{\omega + i\beta + i\delta \rho^{*'}}, \quad (20)$$

$$\tilde{\rho}_V = (\omega + i\sigma)^{-1} \left[\frac{\rho_V}{\rho} \tilde{\rho} \omega + i\sigma \frac{\tilde{\rho}}{\rho} (\rho^* - \rho_V) + i\sigma \rho^{*'} \tilde{T}_d \right]. \quad (21)$$

Из этих формул можно выразить \tilde{T}_d , $\tilde{\rho}_V - \rho_V \tilde{\rho}/\rho$, входящие в (16), через $\tilde{\rho}$ и \tilde{T} :

$$\tilde{T}_d = i \frac{\beta \tilde{T} (\omega + i\sigma) + \delta (\omega \tilde{\rho} \rho_V / \rho + i\sigma (\rho^* - \rho_V) \tilde{\rho} / \rho)}{(\omega + i\beta) (\omega + i\sigma) + i\omega \delta \rho^{*'}}, \quad (22)$$

$$\frac{\rho_V}{\rho} \tilde{\rho} - \tilde{\rho}_V =$$

$$= i\sigma \frac{(\omega + i\beta) \rho_V \tilde{\rho}/\rho + (\omega + i\beta + i\delta\rho^{*'}) (\rho_V - \rho^*) \tilde{\rho}/\rho - i\beta \tilde{T} \rho^{*'}}{(\omega + i\beta) (\omega + i\sigma) + i\omega\delta\rho^{*'}}$$
(23)

Поскольку величины \tilde{T}_d , $\tilde{\rho}_V$ входят в правую часть материального уравнения (16), каждое слагаемое которой мало по сравнению со слагаемыми левой части, в (22), (23) можно использовать соотношение между \tilde{T} и $\tilde{\rho}$, отвечающее обычному газу без пара и частиц:

$$\tilde{T} = (\gamma - 1) T \tilde{\rho}/\rho.$$
(24)

Подстановка (22)–(24) в (16) дает искомую связь между давлением и плотностью в трехфазной среде. Это соотношение довольно громоздко и неудобно для исследования. Тем не менее в формулах (22), (23) возможны значительные упрощения, связанные с тем, что в обычных условиях $\sigma = 4\pi r D n \ll \beta$. Действительно, для атмосферных параметров: $n \approx (10^2 \div 10^3) \text{ см}^{-3}$, $r \approx 10 \mu$ [7, 8], так что $\sigma \approx (0,2 \div 2,0) \text{ Гц}$. В то же время с учетом численных значений $\kappa \approx 2,4 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, $c_w \approx 4,2 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1}$, $\beta \approx 1,7 \cdot 10^2 \text{ Гц}$. По этой причине можно отдельно рассматривать случаи $\omega \ll \beta$ и $\omega \gg \sigma$. На низких частотах ($\omega \ll \beta$) имеем

$$\tilde{\rho} - \tilde{\rho} c_s^2 = i(\gamma - 1) \frac{\sigma_1 L}{m_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\Delta\rho}{\omega + i\sigma_1} \frac{\tilde{\rho}}{\rho},$$
(25)

где $\Delta\rho = \rho_V + (1 + q)(\rho_V - \rho^*) - (\gamma - 1)T\rho^{*'}$;

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{1 + q}; \quad q = \delta\rho^{*'}/\beta = DL\rho^{*'}/\kappa m_{\text{H}_2\text{O}}.$$

Чтобы получить формулу для инкремента неустойчивости, ищем решение уравнения (4) в виде $\exp(-i\omega t + ikr)$, тогда $\tilde{p} = \omega^2 \tilde{\rho}/k^2$. Подстановка этого выражения в (25) дает

$$\text{Re } \omega \approx c_s k, \quad \text{Im } \omega = \frac{(\gamma - 1)L\sigma_1 \omega^2 \Delta\rho}{2m_{\text{H}_2\text{O}} c_s^2 (\omega^2 + \sigma_1^2) \rho}.$$
(26)

Формула (26) показывает, что при $\Delta\rho > 0$, т.е. при

$$\rho_V > \frac{\rho^*(1 + q) + (\gamma - 1)T\rho^{*'}}{2 + q} \equiv \rho_V^{(0)}$$
(27)

$\text{Im } \omega > 0$ и развивается неустойчивость. Используя формулу Клапейрона – Клаузиуса [2] $d\rho^*/dT_d \approx L\rho^*/kT_d^2 \approx 10\rho^* T^*/T_d^2$, можно записать $\rho_V^{(0)}$ в виде

$$\rho_V^{(0)} = (2 + q)^{-1} \rho^* [(1 + q) + (\gamma - 1)10T^* T^{-1}].$$
(28)

Из (28) с учетом стандартных значений для плотности насыщенных паров [8] видно, что для возникновения неустойчивости при низких температурах необходимо значительное превышение ρ_V над равновесным значением ρ^* (примерно в 4 раза). С ростом температуры условие возникновения неустойчивости становится более мягким. Максимальный инкремент неустойчивости достигается при $\omega \gg \sigma_1$ и равен

$$\text{Im } \omega_{\text{max}} \approx (\gamma - 1)L\sigma_1 \Delta\rho / 2m_{\text{H}_2\text{O}} c_s^2 \rho.$$
(29)

Нетрудно видеть, что $\text{Im } \omega < \sigma$. Это, согласно (12), означает, что для генерации звуковых волн необходимо постоянно поддерживать инверсию за счет источников пара. В противном случае конденсация приводит к быстрому исчезновению неравновесного состояния и звук не будет возбуждаться.

Представленная формула справедлива вплоть до частот $\omega < \beta$. На высоких частотах $\omega \gg \sigma$ для определения инкрементов неустойчивости нужно использовать следующие из (22), (23) формулы:

$$\tilde{T}_d = i \frac{\tilde{\rho}}{\rho} \frac{\beta(\gamma - 1)T + \delta\rho_V}{\omega + i\beta(1 + q)}, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho_V}{\rho} \tilde{\rho} - \tilde{\rho}_V = \\ = i\sigma \frac{\tilde{\rho}}{\rho} \frac{\rho_V(\omega + i\beta) + (\rho_V - \rho^*)(\omega + i\beta(1 + q)) - i\beta(\gamma - 1)T\rho^{*'}}{\omega(\omega + i\beta(1 + q))}. \end{aligned} \quad (31)$$

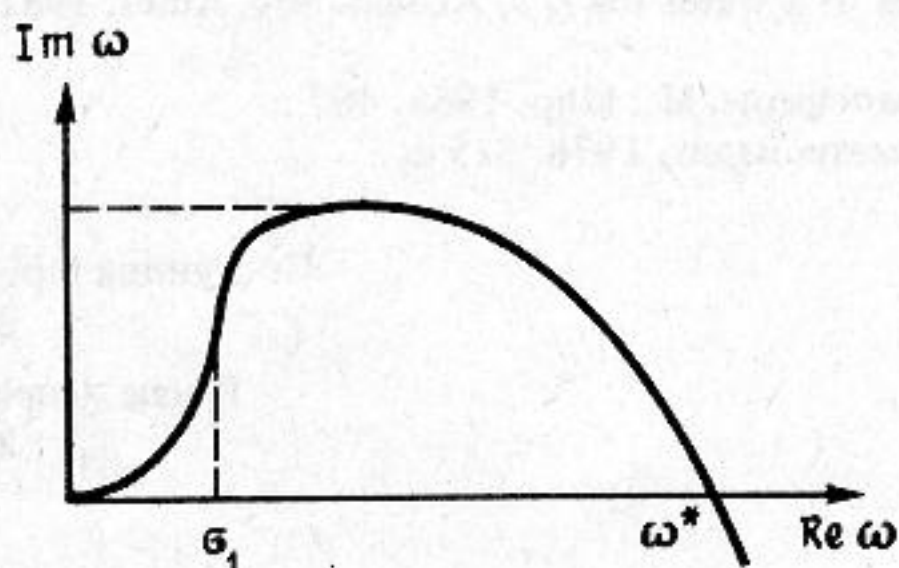
Подстановка этих формул в (16) с учетом связи $\tilde{p} = \omega^2 \tilde{\rho} / k^2$ дает искомое выражение для инкрементов неустойчивости:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \omega \approx c_s k; \quad \operatorname{Im} \omega = \frac{\gamma - 1}{2\rho c_s^2(\omega^2 + \beta^2(1 + q)^2)} \times \\ \times \left[\frac{L\sigma}{m_{\text{H}_2\text{O}}} \beta^2(1 + q)\Delta\rho - \omega^2 \eta((\gamma - 1)T - \Delta T) \right], \end{aligned} \quad (32)$$

где $\eta = 4\pi k r n$, ΔT — разность температур капель и окружающего воздуха (см. (11)). Поскольку $(\gamma - 1) \approx 100$ К, слагаемым ΔT в (32) можно пренебречь, и тогда из (32) следует, что неустойчивыми оказываются моды с частотами

$$\omega < \omega^* = \beta \sqrt{\frac{LD(1 + q)\Delta\rho}{m_{\text{H}_2\text{O}} k T (\gamma - 1)}}, \quad (33)$$

а при $\omega > \omega^*$ неустойчивость пропадает. Для атмосферных параметров $T = 273$ К, $\Delta\rho \approx 10^{-5}$ г · см⁻³, $\omega^* \lesssim \beta$. Зависимость инкремента неустойчивости от частоты представлена на рисунке.



Зависимость инкремента неустойчивости от частоты. Максимальное значение инкремента определяется по формуле (29). Область неустойчивости ограничена по частоте: $\omega < \omega^*$ (см. (33))

Механизм неустойчивости можно пояснить, используя простую механическую модель. Рассмотрим горизонтальный цилиндр, заполненный пересыщенным паром и разделенный подвижным поршнем на две равные части. Сместим поршень, к примеру, влево. Плотность пара, равно как и температура, в левой части увеличится. Однако лишь в условиях достаточно сильного пересыщения увеличение плотности пара $\tilde{\rho}_V \sim \rho_V$ можно превратить в рост плотности насыщенных паров $\rho^{*'}(T)$, так что в фазе сжатия процесс конденсации не замедляется, а наоборот, ускоряется. Это, в свою очередь, приводит к выделению тепла. Процесс выделения тепла происходит не мгновенно, а в течение времени диффузии пара на ядра конденсации (это время порядка σ^{-1}). Таким образом, когда поршень вернется в исходное положение равновесия, тепловыделение сохранится, а значит, останется и избыточное давление, которое обуславливает

возникновение силы, действующей на поршень и направленной в ту же сторону, что и скорость поршня. Поскольку работа газа максимальна именно на участке, близком к положению равновесия поршня (у поршня максимальна скорость), это значит, что поршень отбирает энергию у конденсирующегося газа и она переходит в энергию механических колебаний.

Само собой разумеется, что изложенное выше следует и из анализа уравнения (25), связывающего давление и плотность. Предположим, что $\tilde{p} = \rho_0 \cos \omega t$, тогда из (25) следует

$$\tilde{p} = c^2 \rho_0 \cos \omega t + \frac{(\gamma - 1) \sigma_1^2 \Delta \rho}{m_{\text{H}_2\text{O}} (\omega^2 + \sigma_1^2) \rho} \rho_0 \cos \omega t + \frac{(\gamma - 1) \sigma_1 \omega L \Delta \rho}{m_{\text{H}_2\text{O}} (\omega^2 + \sigma_1^2) \rho} \rho_0 \sin \omega t,$$

откуда видно, что при $t = 0$ (газ максимально сжат) давление избыточно. Однако, когда $\omega t = \pi/2$ (поршень проходит положение равновесия), избыточное давление остается (последнее слагаемое) и газ совершает положительную работу.

Частотная зависимость инкремента неустойчивости также объясняется достаточно просто. Поскольку время исчезновения пара за счет конденсации порядка σ^{-1} , звуковые волны низкой частоты ($\omega < \sigma$) усиливаются слабо: $\text{Im } \omega \cong \omega^2$ (см. (26)) (пар за один период колебаний успевает конденсироваться). При увеличении частоты инкремент растет, достигая максимального значения $\text{Im } \omega_{\text{max}}$ (29). Когда частота волны становится порядка обратного времени релаксации температуры капли β , капли не успевают отдавать тепло окружающему их газу и неустойчивость стабилизируется.

Выражаю благодарность Миронову М.А. за существенные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коган Е.А., Мальнев В.Н. Распространение звука в колебательно-возбужденном газе // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 3. С. 653–656.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1976. 583 с.
3. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 351 с.
4. Нигматуллин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 335 с.
5. Chimonas G., Einandi F. A wave theory for the Onset and initial growth of condensation in atmosphere // J. Atm. Sci. 1980. V. 37. № 4. P. 827–845.
6. Rong-Jue-Wei, Jun-Fu-Wu. Absorption of sound in a water fog // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 70. № 5. P. 1213–1220.
7. Флиггль Р., Бузингер Дж. Введение в физику атмосферы. М.: Мир, 1965. 467 с.
8. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т. II. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 319 с.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
30.08.89

После исправления
22.10.90

D.E. Nemtsov

COHERENT MECHANISM OF SOUND GENERATION DURING VAPOUR CONDENSATION

A three-phase medium is considered which consists of gas, vapour and drops. The system is in nonequilibrium state when the vapour density is larger than the density of saturated one. The oversaturated state is supported by vapour source. Under these conditions the condensation is more intensive than evaporation and heat is liberated in the system. Propagation of acoustic signals is considered in this system. It is shown that the coherent sound amplification is possible. On the basis of the diffuse model which takes into account the processes of evaporation and condensation as well as the heat transfer from drops to gas, formulas are obtained for the instability increments from which it follows that low-frequency acoustic oscillations appear

to be unstable. Frequency limitation from above is due to finiteness of the velocity of the heat transfer from drops to gas. The physical interpretation of the results is given on the basis of the analysis of a simple mechanical model: a cylinder filled with vapour is separated by a mobile piston. With the piston displacement and compression of strongly oversaturated vapour the condensation process is accelerated and not slowed down as in the equilibrium case. This leads to an additional heat liberation and an excessive pressure occurs. Due to the condensation process inertness the heat liberation is going on when the piston passes the equilibrium state and gas on the average for a period performs a positive work above the piston.