

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 № 283

КОГЕРЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Б. Е. Немцов

Горький 1989

Немцов Б. Е.

КОГЕРЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА // Препринт № 283. - Горький: НИРФИ.- 1989. - 15 с.

УДК 53.01+551.510:534.222.1

Рассматривается трехфазная среда, состоящая из пара, газа и капель. Система находится в неравновесном состоянии, когда плотность пара больше плотности насыщенных паров. В этих условиях конденсация 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. Приводятся оценки для реальных атмосферных условий, демонстрирующие эффективность рассмотренного механизма генерации звука.

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 рассмотренным 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 насыщенного пара $\rho^*(T)$. 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. Естественно ожидать, что в условиях инверсии возможно усиление акустических возмущений. Исследованию данного эффекта посвящена предлагаемая статья.

Вывод основных соотношений

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 $\nu_{st} / 3$:

$$\omega \ll \nu_{st} = 9 \nu \rho / 2 r^2 \rho_w, \quad (1)$$

где ν - кинематическая вязкость газа (для воздуха $\nu \approx 0,15 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, r - характерный радиус капля, ρ , ρ_w - плотности газа и воды соответственно. В типичных условиях атмосферы $r = 10 \mu = 10^{-3} \text{ см}$, $\nu_{st} \approx 7 \cdot 10^2 \text{ Гц}$. 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 $\rho_{eff} = \rho + \rho_v + \alpha \rho_w$, где ρ_v - плотность пара, $\alpha = \frac{4}{3} \pi r^3 n$ - удельный объем жидкой фазы, n - концентрация капель, $\alpha \ll 1$. В условиях экспериментов почти всегда $\rho_v + \alpha \rho_w \ll \rho$, т.е.

$\rho_{eff} \approx \rho$. Линеаризованное уравнение Эйлера для смеси записывается в обычном виде:

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

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

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (3)$$

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

$$\Delta p = \frac{\rho_0 \tilde{t}}{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} \approx \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2}. \quad (4)$$

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 температуры газа и пара одинаковы. Это предположение справедливо с большой точностью, поскольку процесс термализации молекул воды, испарившихся с поверхности капли, идет очень быстро.

Уравнение состояния (5) следует дополнить законом сохранения энергии в трехфазной системе. Эти уравнения имеют вид /6/:

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

$$\rho_w c_w V \frac{\partial T_d}{\partial t} = 4\pi r \alpha (T - T_d) + \frac{L}{m_{H_2O}} \frac{dm}{dt}. \quad (7)$$

Здесь $V = \frac{4}{3} \pi r^3$ - объем капли, c , c_v , c_w - удельные теплоемкости газа, пара и воды при постоянном давлении, α - теплопроводность газа, L - энергия, выделяющаяся при конденсации одной молекулы воды ($L \approx 10 k T^*$, где T^* - критическая температура воды, $T^* \approx 650^\circ K$), T_d - температура капель, m_{H_2O} - 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 отсутствуют 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:

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

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

$$\partial \bar{\rho}_v / \partial t + \rho_v \operatorname{div} \vec{v} = -n dm/dt + q, \quad (10)$$

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

$$\Delta T = T_d - T = \frac{DL}{\alpha m_{H_2O}} (\rho_v - \rho^*). \quad (11)$$

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 не существенна. Если же характерное время роста акустического поля значительно, т.е.

$$\tau \approx (Im \omega)^{-1} \gg \tau_v, \tau_T \quad (I2)$$

($Im \omega$ - 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 $div \vec{v} = -\rho^{-1} \partial \bar{p} / \partial t$, будем иметь:

$$(\rho c + \rho_v c_v) \bar{T} + \rho_w c_w \alpha \bar{T}_d = \bar{p} - \frac{L}{m_{H_2O}} \left(\bar{p}_v - \frac{\rho_v}{\rho} \bar{p} \right), \quad (I3)$$

где возмущенные величины отмечены тильдой. В (I3) входит возмущение суммарного давления смеси:

$$\bar{p} = \frac{R}{\mu} \bar{p} T + \frac{R}{\mu_v} \bar{p}_v T + \left(\frac{R}{\mu} \rho + \frac{R}{\mu_v} \rho_v \right) \bar{T}. \quad (I4)$$

Поскольку $\rho \gg \rho_v$, вторым слагаемым в скобках можно пренебречь.

Слагаемое $R \bar{p}_v T / \mu_v$ много меньше $L \bar{p}_v / m_{H_2O}$, так как $RT / \mu_v \approx c_s^2 \approx 10^9 \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ (c_s - скорость звука), а $L / m_{H_2O} \approx 2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ /7,8/. Таким образом, вкладом паровой компоненты в давление можно пренебречь, т.е.

$$\bar{p} = \frac{R}{\mu} \bar{p} T + \frac{R}{\mu} \rho \bar{T}. \quad (I5)$$

Используя тот факт, что $\rho c \gg \rho_v c_v$, из (I3) и (I5) имеем:

$$\bar{p} - \bar{p}c_s^2 = (\gamma - 1) \left[\frac{L}{m_{H_2O}} \left(\frac{\rho_v}{\rho} \bar{p} - \bar{p}_v \right) - \rho_w c_w \alpha \bar{T}_d \right], \quad (16)$$

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

Линеаризованное уравнение непрерывности для \bar{p}_v следует из (10):

$$\frac{\partial \bar{p}_v}{\partial t} - \frac{\rho_v}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = -4\pi r D (\bar{p}_v - \rho^{*'} \bar{T}_d) n - 4\pi r D \bar{n} (\bar{p}_v - \rho^{*'}) - 4\pi \bar{r} D n (\rho_v - \rho^{*'}), \quad (17)$$

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

Сравним второе слагаемое в правой части (17) с третьим. Если выполнено неравенство $\bar{n}/n \gg \bar{r}/r$, то последним слагаемым можно пренебречь. Поскольку из (9) с учетом $div \vec{v} = \rho^{-1} \partial \bar{p} / \partial t$ следует, что $\bar{n}/n = \bar{p}/\rho$, а из (8) $\bar{r}/r \sim D \bar{p}_v / \omega r^2 \rho_w \sim D \bar{p} \rho_v / \omega r^2 \rho \rho_w$,

то для выполнения указанного неравенства необходимо:

$$\omega \gg \rho_v D / \rho_w r^2. \quad (18)$$

Имея в виду, что $\rho_v \approx 10^{-5}$ г·см⁻³, $\rho_w \approx 1$ г·см⁻³, $D \approx 0,2$ см²·с⁻¹, для частиц с $r \approx 10 \mu$ из (18) имеем: $\omega \gg 1$ 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 \bar{T}_d принимает вид:

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

Здесь $\beta = 3\alpha / \rho_w c_w r^2$ - обратное время релаксации температурной капли вследствие теплопроводности, $\delta = 3DL / \rho_w c_w r^2 m_{H_2O}$. Поскольку D , α 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:

$$\bar{T}_d = i \frac{\beta \bar{T} + \delta \bar{p}_v}{\omega + i\beta + i\delta \rho^{*'}} \quad (20)$$

$$\bar{p}_v = (\omega + i\delta)^{-1} \left[\frac{\rho_v}{\rho} \bar{p} \omega + i\delta \frac{\bar{p}}{\rho} (\rho^* - \rho_v) + i\delta \rho^{*'} \bar{T}_d \right] \quad (21)$$

Из этих формул можно выразить \bar{T}_d , $\bar{p}_v - \rho_v \bar{p} / \rho$, входящие в (16), через \bar{p} и \bar{T} :

$$\bar{T}_d = i \frac{\beta \bar{T} (\omega + i\delta) + \delta (\omega \bar{p} \rho_v / \rho + i\delta (\rho^* - \rho_v) \bar{p} / \rho)}{(\omega + i\delta)(\omega + i\beta) + i\omega \delta \rho^{*'}} \quad (22)$$

$$\frac{\rho_v}{\rho} \bar{p} - \bar{p}_v = i\delta \frac{(\omega + i\beta) \rho_v \bar{p} / \rho + (\omega + i\beta + i\delta \rho^{*'}) (\rho_v - \rho^*) \bar{p} / \rho - i\beta \bar{T} \rho^{*'}}{(\omega + i\delta)(\omega + i\beta) + i\omega \delta \rho^{*'}} \quad (23)$$

Поскольку величины \bar{T}_d , \bar{p}_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 \bar{T} и \bar{p} , отвечающее обычному газу без пара и частиц:

$$\bar{T} = (\gamma - 1) T \bar{p} / \rho \quad (24)$$

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 $\mathcal{E} = 4\pi r D n \ll \beta$. Действительно, для атмосферных параметров: $n \approx (10^2 - 10^3) \text{ см}^{-3}$, $r \approx 10 \mu$ /7,8/, так что $\mathcal{E} \approx (0,2 - 2,0) \text{ Гц}$. В то же время с учетом численных значений $\alpha \approx 2,4 \cdot 10^3 \text{ эрг с}^{-1} \text{ град}^{-1}$, $c_w \approx 4,2 \cdot 10^7 \text{ эрг г}^{-1}$, $\beta \approx 1,7 \cdot 10^2 \text{ Гц}$. По этой причине

можно отдельно рассматривать случаи $\omega \ll \beta$ и $\omega \gg \beta$. На низких частотах ($\omega \ll \beta$) имеем:

$$\tilde{\rho} - \tilde{\rho} c_s^2 = i(\gamma - 1) \frac{\epsilon_1 L}{m_{H_2O}} \frac{\Delta \rho}{\omega + i\epsilon_1}, \quad (25)$$

где $\Delta \rho = \rho_v + (1+q)(\rho_v - \rho^*) - (\gamma - 1)T\rho^{*'}; \epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1+q}; q = \frac{\delta \rho^{*'}}{\beta} = \frac{DL\rho^{*'}}{\alpha m_{H_2O}}$.

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

$$\text{Re } \omega = c_s k; \quad \text{Im } \omega = \frac{(\gamma - 1)L\epsilon_1 \omega^2 \Delta \rho}{2m_{H_2O} c_s^2 (\omega^2 + \epsilon_1^2) \rho}. \quad (26)$$

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

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

$\text{Im } \omega > 0$ 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:

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

Рассчитанное по формуле (28) критическое значение плотности пара, при превышении которого наступает неустойчивость, представлено в таблице. В качестве исходных взяты стандартные атмосферные параметры [8].

$T, \text{ }^\circ\text{K}$	$\rho^*, \text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$	q	$\rho_v^{(0)}, \text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$
253	1,073	0,2	5,6
263	2,357	0,45	10,88
273	4,8	0,84	19,36
283	9,4	1,5	31,35
293	17,27	2,6	46,64
303	30,3	4,3	66,82
313	51	6,8	93,44

Из таблицы 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 $\omega \gg \epsilon$, и равен

$$\text{Im } \omega_{\max} = \frac{(\gamma-1)L\epsilon\Delta\rho}{2m_{H_2O}c_s^2\rho}. \quad (29)$$

Нетрудно видеть, что $\text{Im } \omega < \epsilon$. 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 $\omega \gg \epsilon$ для определения инкрементов неустойчивости нужно использовать следующие из (22), (23) формулы:

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

$$\frac{\rho_v}{\rho} \tilde{\rho} - \tilde{\rho}_v = i\epsilon \frac{\tilde{\rho}}{\rho} \frac{\rho_v(\omega + i\beta) + (\rho_v - \rho^*)(\omega + i\beta(1+q)) - i\beta(\gamma-1)T\rho^*}{\omega(\omega + i\beta(1+q))}. \quad (31)$$

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

$$\text{Re } \omega = c_s k,$$

$$\text{Im } \omega = \frac{\gamma-1}{2\rho c_s^2(\omega^2 + \beta^2(1+q)^2)} \left[\frac{L\epsilon}{m_{H_2O}} \beta^2(1+q)\Delta\rho - \omega^2 \eta((\gamma-1)T - \Delta T) \right], \quad (32)$$

где $\eta = 4\pi r_0 \alpha \epsilon \eta$, ΔT - разность температур капель и окружающего воздуха (см. (II)). Поскольку $(\gamma-1)T \approx 100^\circ\text{K}$, слагаемым ΔT в (32) можно пренебречь и тогда из (32) следует, что неустойчивыми оказываются моды с частотами

$$\omega < \omega^* = \beta \sqrt{\frac{LD(1+q)\Delta\rho}{m_{H_2O} \approx T(1-\gamma)}}, \quad (33)$$

а при $\omega > \omega^*$ неустойчивость пропадает. Для атмосферных параметров $T = 273^\circ\text{K}$, $\Delta\rho \approx 10^{-5} \text{ г см}^{-3}$, $\omega^* \lesssim \beta$. Зависимость инкремента неустойчивости от частоты представлена на рис. 1.

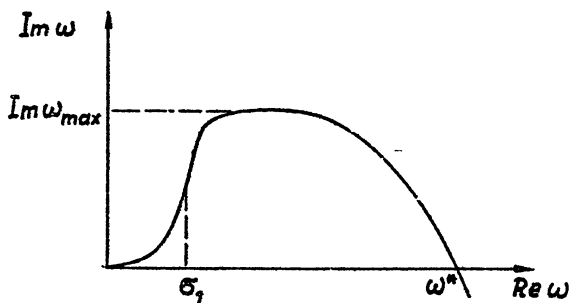


Рис. 1.

Физическая интерпретация результатов

Механизм неустойчивости достаточно прост. Допустим, в некоторой области пространства произошло увеличение плотности газа. Поскольку капли "вморожены" в газ, в этой области возрастает концентрация капель. В условиях $\rho_v > \rho^*$ капли являются источниками тепла, что приводит к росту температуры в области сжатия. Так как звук является квазиadiaбатическим, то $T \sim \rho^{*\gamma-1}$, поэтому дополнительный к адиабатическому рост температуры приводит к дальнейшему росту плотности. На первый взгляд, для реализации неустойчивости достаточно простой инверсии плотности пара. На самом деле условие неустойчивости более жестко (см. (27), (28)). Это связано с тем, что в области увеличения плотности растет температура, а значит растет критическая плотность пара $\rho^* / 8$. Ввиду того, что ρ^* сильно (экспоненциально) зависит от температуры, превышение стационарной плотности пара ρ_v над ρ^* должно быть более существенным (см. (27)), чем простая инверсия $\rho_v > \rho^*$.

Частотная зависимость инкремента неустойчивости также объясняется достаточно просто. Поскольку время исчезновения пара за счет конденсации порядка σ^{-1} , звуковые волны низкой частоты ($\omega \lesssim \sigma$) усиливаются слабо: $Im \omega \approx \omega^2$ (см. (26)) (пар за один период колебаний успевает конденсироваться). При увеличении частоты инкремент

растет, достигая максимального значения $Im \omega_{max}$ (29). Когда частота волны становится порядка обратного времени релаксации температуры капли β , капли не успевают отдавать тепло окружающему их газу и неустойчивость стабилизируется. Таким образом, неустойчивость пропадает при $\omega^* \approx \beta$, причем даже при $\omega \approx \omega^*$ капли остаются "вмороженными" в газ. Действительно, условие "вмороженности" (I) согласовано с неравенством $\omega^* \ll \nu_{st}$, так как $\beta/\nu_{st} \approx 1/5$.

Оценки

Рассмотренный механизм генерации звука при конденсации пара может играть существенную роль в возникновении акустических шумов в нижней атмосфере. Хорошо известно /8/, что в приземном слое ($h \leq 2$ км) над обширными водными акваториями формируется профиль температуры, представленный на рис. 2. Температура с ростом высоты падает, достигая минимального значения при h^* , а затем начинает расти. В указанной ситуации поднимающийся с поверхности воды пар имеет достаточно высокую плотность, большую чем плотность насыщенных паров на высоте h^* . Поднимаясь за счет восходящих потоков воздуха и турбулентного перемешивания, пар на высоте h^* становится пересыщенным, в этой области начинается сильная конденсация и формирование облаков /8/. Чтобы оценить характерную толщину области инверсии пара, исходим из стационарного уравнения непрерывности для паровой компоненты /8/:

$$v \frac{\partial \rho_v}{\partial z} = k \frac{\partial^2 \rho_v}{\partial z^2} - \sigma(\rho_v - \rho^*), \quad (34)$$

где v - скорость восходящих потоков, k - коэффициент турбулентной диффузии, $\sigma = 4\pi r D n$ - обратное время исчезновения пара из-за конденсации. Для стандартных параметров атмосферы $r \approx 10^{-3}$ см, $n \approx 10^2$ см $^{-3}$, $k \approx 30$ м 2 с $^{-1}$, $v \approx (20-30)$ см·с $^{-1}$ /8/ из (34) следует, что основную роль в процессе распространения пара вверх играет турбулентная диффузия, а характерная ширина области инверсии

$\Delta h \approx \sqrt{k/\sigma} \approx (10-20)$ м. Таким образом, ширина усиливающей области составляет десятки метров. Отсюда ясно, что наиболее интенсивно усиливаются возмущения с длиной волны $\lambda \leq \Delta h$ и частотами $f \approx (15-30)$ Гц. Приведенная частота попадает в тот спектральный интервал, где происходит усиление волн, поскольку $\beta \approx 170$ Гц (см. (33)), а

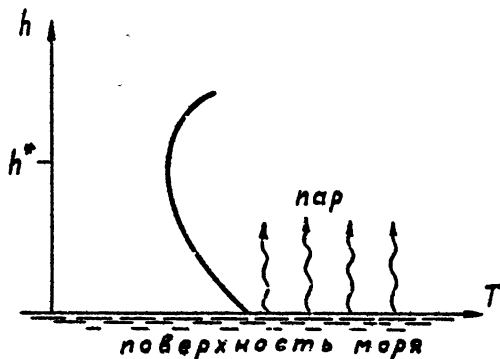


Рис. 2

значит $f^* = \omega^*/2\pi \approx 30$ Гц. В атмосфере условия усиления облегчены за счет того, что там, где существует инверсия пара, формируется волноводный звуковой канал. Во-первых, инверсия возникает в области минимальной температуры, во-вторых, в этой области повышено содержание водяных капель, присутствие которых также уменьшает скорость звука. Фактически в данной ситуации звук оказывается локализованным в активном волноводе, что позволяет предположить возможность генерации и более низкочастотных возмущений практически во всей области усиления $\sigma \lesssim \omega \lesssim \beta$. Оценим характерную длину области усиления. Исходя из (29), для $T \approx 273^\circ\text{К}$, $\rho_v \approx 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³ (плотность насыщенного пара при $t = 30^\circ\text{С}$), $\rho^* \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ г/см³ (плотность насыщенного пара при $t = 0^\circ\text{С}$), $n \approx 10^2$ см⁻³, $r = 10^{-3}$ см, $\sigma = 0,1$ Гц, $\Delta\rho = 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³, $\gamma = 1,4$ получим $Im\omega \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ Гц, а длина усиления ~ 20 км. Если же плотность числа капель $n \approx 5 \cdot 10^2$ г/см³, как это имеет место в условиях развитой облачности, то длина усиления становится порядка нескольких километров. Следует отметить, что крупномасштабная турбулентность, ответственная за подъем пара вверх, практически не приводит к затуханию звука с длиной волны $\lambda < \ell$, где ℓ - характерный масштаб турбулентности. Для условий атмосферы /8/ влиянием крупномасштабной турбулентности на распространение звука можно пренебречь, так как $\ell \approx 10^3$ м.

Приведенные оценки показывают, что предложенный механизм может

играть заметную роль в формировании акустических шумов атмосферы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Коган Е.А., Мальнев Б.Н. Распространение звука в колебательно-возбужденном газе. - ЖТФ, 1977.-Т.47, В.3.-С.653-656.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, Ч.1.-М.: Наука, 1976.-583 с.
3. Фукс Н.А. Механика аэрозолей.-М.: Изд. АН СССР, 1955.-351 с.
4. Нигматуллин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978.-335 с.
5. G.Chimonas, F.Einandi. A wave theory for the Onset and Initial Growth of Condensation in Atmosphere. - J.Atm.Sci., 1980, v.37, N 4, p.827-845.
6. Rong-Jue-Wei, Jun-ru-Wu. Absorption of Sound in a Water fog. - JASA, 1981, v.70, N 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.2. - Л.: Гидрометеоздат, 1978.-319 с.

Дата поступления статьи

17 мая 1989 г.

Немцов Борис Ефимович

КОГЕРЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Подписано в печать 25.05.89 г. Мц 00707 . Формат 60x84/16

Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл. п. л.

Заказ 4902. Тираж 100. Бесплатно

Отпечатано на ротапринтере НИРФИ