УДК 543.21

# ДИСПЕРСИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОМ ГАЗЕ АНГАРМОНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ

*Н. А. Дунаевский, С. А. Жданок, А. П. Напартович, А. Н. Старостин*

*(Минск)*

Измерения дисперсии и поглощения ультразвука служат одним из важнейших методов изучения релаксационных процессов в молекулярных газах. В последние годы в связи с развитием лазерной и плазменной техники существенно повысился интерес к колебательно-возбужденным молекулярным газам. При высоких степенях возбуждения колебаний теория Ландау — Теллера [1], описывающая релаксацию гармонических осцилляторов, становится неприменимой. Это связано с существенным влиянием ангармонизма колебаний молекул на процессы колебательно-поступательного $V—T$- и колебательно-колебательного $V—V$-обмена энергией. Теоретические исследования дисперсии и поглощения ультразвука в колебательно-возбужденном газе [2—4], проводившиеся на основе теории [1], не учитывали ангармонизма колебаний молекул и поэтому не могут быть применены для описания соответствующих эффектов в сильнонеравновесных условиях. Описание закономерностей распространения звука в системе возбужденных ангармонических молекул — цель настоящей работы.

**1. Газодинамическое описание.** Рассмотрим плоскую звуковую волну, распространяющуюся в невязком покоящемся колебательно-возбужденном газе двухатомных молекул. Пусть неравновесное состояние в системе поддерживается внешним источником $q$, обеспечивающим подвод энергии в колебательные степени свободы молекул. Так как рассматривается существенно неравновесная ситуация, то исследуемая система принципиально неоднородная. Однако, если изучаются волны, длина $\lambda$ которых много меньше характерного размера неоднородности $L$:

$$\lambda \ll L, \tag{1.1}$$

можно считать, что звуковые колебания распространяются на однородном стационарном фоне.

Система газодинамических уравнений, описывающая эволюцию плотности $n$, скорости $u$ и температуры $T$ невязкого газа, имеет вид

$$\frac{dn}{dt} + n(\nabla u) = 0, \quad \frac{du}{dt} = -\frac{1}{mn}\nabla p, \quad \frac{d}{dt}\left(cT + \frac{mu^2}{2} + \varepsilon\right) = -\frac{1}{n}\nabla(pu) + q. \tag{1.2}$$

Здесь $p = nT$ — давление газа; $m$ — масса составляющих его частиц; $c$ и $\varepsilon$ — теплоемкость поступательно-вращательных степеней свободы при постоянном объеме и колебательная энергия, приходящиеся на одну молекулу; $d/dt = \partial/\partial t + (u\nabla)$.

Система (1.2) должна быть дополнена уравнением, описывающим изменение во времени параметра $\varepsilon$:

$$d\varepsilon/dt = -S + q \tag{1.3}$$

($S$ — скорость релаксации колебательной энергии). В общем случае $S$ зависит как от состояния газа, так и от мощности источника. Не нарушая общности, $S$ представим в виде

$$S = (\varepsilon - \varepsilon_p)/\tau, \tag{1.4}$$

где $\varepsilon_p$ — равновесное значение $\varepsilon$, соответствующее температуре газа $T$; $\tau = \tau(n, T, q)$ — эффективное время колебательной релаксации.

Запишем все переменные величины в звуковой волне в форме

$$a = a_0 + a' \exp(-i\omega t + ikx). \tag{1.5}$$

Здесь $\omega$ — круговая частота; $k$ — волновое число ($k = k_0 - i\delta$); $a_0$ — стационарное значение, соответствующее невозмущенному звуковой волной газу ($a' \ll a_0$). Линеаризуя систему (1.2), (1.3) относительно малых возмущений (1.5), получим дисперсионное уравнение, описывающее распространение акустических колебаний в неравновесной системе в предположении выполнения условия (1.1):

$$
(1.6)\qquad \frac{k^2u_T^2}{\omega^2}=\frac{c+\dfrac{i}{\omega}\left(\dfrac{c+c_v}{\tau_0}+\alpha_1\right)+\dfrac{1}{\omega^2}\beta_1}{c+1+\dfrac{i}{\omega}\left(\dfrac{c+1+c_v}{\tau_0}+\alpha_1+\alpha_2\right)+\dfrac{1}{\omega^2}(\beta_1+\beta_2)},
$$

где $u_T=(T_0/m)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука; $c_v=\partial\varepsilon/\partial T$ — равновесная теплоемкость колебательных степеней свободы молекул; $\alpha$ и $\beta$ определяются выражениями

$$
(1.7)\quad \alpha_1=\frac{q_0}{\tau_0}\frac{\partial\tau}{\partial T}-\frac{\partial q}{\partial\varepsilon}\left(1+\frac{q_0}{\tau_0}\frac{\partial\tau}{\partial q}\right),\quad \beta_1=\frac{1}{\tau_0}\frac{\partial q}{\partial T}+\frac{1}{\tau_0}\frac{\partial q}{\partial\varepsilon}\left(c_v+q_0\frac{\partial\tau}{\partial T}\right),
$$

$$
\alpha_2=\frac{q_0}{T_0}\left(1-\frac{n_0}{\tau_0}\frac{\partial\tau}{\partial n}\right)+\frac{n_0}{T_0}\frac{\partial q}{\partial n}-\frac{\partial q}{\partial\varepsilon}\left(1+\frac{q_0}{\tau_0}\frac{\partial\tau}{\partial q}\right),
$$

$$
\beta_2=\frac{q_0}{T_0}\left[\frac{1}{\tau_0}\left(1+\frac{n_0}{q_0}\frac{\partial q}{\partial n}\right)+\frac{\partial q}{\partial\varepsilon}\left(1+\frac{q_0}{\tau_0}\frac{\partial\tau}{\partial q}\right)+\frac{n_0}{\tau_0}\frac{\partial q}{\partial\varepsilon}\frac{\partial\tau}{\partial n}\right].
$$

В частном случае, соответствующем распространению ультразвука в равновесном газе ($q=0$, $\alpha=0$, $\beta=0$), (1.6) совпадает с классическим уравнением релаксационной теории [5]. При слабом отклонении от равновесия $\partial\tau/\partial q=0$ и при дополнительных условиях $\partial q/\partial T=0$, $\partial q/\partial n=0$, принятых в [4], (1.6) совпадает с полученным в [4]. Для описания распространения звука в системе возбужденных ангармонических осцилляторов в (1.6) необходимо определить $\tau$, что возможно лишь при рассмотрении основных процессов колебательной кинетики, протекающих в системе.

**2. Кинетическая модель.** Как следует из (1.4), $\tau$ определяется соотношением

$$
(2.1)\qquad \tau=(\varepsilon-\varepsilon_p)/S.
$$

Для системы ангармонических осцилляторов $S$ найдем из системы кинетических уравнений для функции распределения $f_v$ молекул по колебательным уровням энергии $E_v$:

$$
(2.2)\qquad \partial f_v/\partial t=-\Pi_{v+1}+\Pi_v+i_v.
$$

Здесь $\Pi_v$ — поток населенностей возбужденных молекул в пространстве колебательных квантовых чисел $v$; $i_v$ — частота возбуждения $v$-го колебательного уровня внешним источником. Конкретные выражения для $\Pi_v$ можно найти в [6, 7]. Для ангармонических колебаний $E_v$ обычно представляется в виде $E_v=v[E_1-\Delta E(v-1)]$ ($\Delta E$ — энергия ангармонизма). Между параметрами $q$ и $i_v$ имеется простая связь: $q=\sum\limits_v E_v i_v$.

Доумножая (2.2) на $E_v$ и суммируя по всем $v$, имеем

$$
(2.3)\qquad \partial\varepsilon/\partial t=-E_1\Phi(v^{**})+\Delta E\Gamma(v^{**})+q,\quad \varepsilon=\sum_v E_v f_v.
$$

Сравнивая (1.3) и (2.3), находим

$$
(2.4)\qquad S=E_1\Phi(v^{**})-\Delta E\Gamma(v^{**}).
$$

Здесь квантовое число $v^{**}$ соответствует границе неравновесной области распределения $f_v$; $\Phi(v)$ и $\Gamma(v)$ — поток квантов и поток «дефекта» квантов в пространстве квантовых чисел $v$, определяемые соотношениями

$$
(2.5)\qquad \Phi(v)=v\Pi_v-\sum_{v'=1}^{v}\Pi_{v'},\quad \Gamma(v)=(v+1)\Phi(v)-\sum_{v'=2}^{v}\Phi(v').
$$

В дальнейшем, избегая громоздких выражений, будем пренебрегать членами, пропорциональными $\Delta E$ ввиду неравенства $\Delta E/E_1\ll 1$.

Таким образом, $S$ зависит от $\Pi_v$ вблизи границы неравновесности $v^{**}$. Анализ выражений для $\Pi_v$, выполненный в [6] для условий стационарного возбуждения, позволяет найти положение этой точки. Согласно [6], в пространстве квантовых чисел $v$ можно выделить три характерные области: 1) $0 < v < v^*$ — основной вклад в $\Phi(v)$ (или $\Pi_v$) вносят процессы «нерезонансного» $V - V$-обмена нижних колебательных уровней с верхними; 2) $v^* < v < v^{**}$ — становится существенным вклад процессов «резонансного» $V - V$-обмена близкорасположенных уровней; 3) $v > v^{**}$ — основной вклад в $\Phi(v)$ вносят процессы $V - T$-обмена. Следовательно, колебательное квантовое число $v^{**}$ определяется из условия равенства при $v = v^{**}$ потока квантов $\Phi(v)$, передаваемого вверх по оси чисел $v$ в процессах «резонансного» $V - V$-обмена, и суммарной скорости потерь квантов за счет процессов $V - T$-релаксации. Следуя [6], имеем

$$v^{**} = \delta_{V-T}^{-1} \ln \left(2\nu c_0 \delta_{V-T} P_{1,0}^{-1}\right), \tag{2.6}$$

где $c_0 = (q/\nu E_1)^{1/2}$ — параметр, характеризующий распределение $f_v$ в области «плато»:

$$f_v = c_0/v, \; v^* < v < v^{**}; \tag{2.7}$$

$\nu = 4\Delta E Q_{1,0}^{0,1}/T\delta_{V-V}^3$ — эффективная частота $V - V$-обмена; $P_{1,0}$ и $Q_{1,0}^{0,1}$ — частоты $V - T$- и $V - V$-обменов между основным и первым возбужденными уровнями; $\delta_{V-T}$, $\delta_{V-V}$ — параметры, зависящие от температуры и сорта молекул, участвующих в процессах обмена. Число $v^*$ близко к числу Тринора $v_{\text{T}} = E_1 T/(2\Delta E T_v) + 1/2$, определяющему положение минимума распределения

$$f_v^{\text{T}} = f_0 \exp\{-v\,[E_1/T_v - \Delta E\,(v-1)/T]\} \tag{2.8}$$

в области $0 < v < v^*$ [8] ($T_v$ — колебательная температура, связанная с $c_0$ соотношением $c_0 = (v^* + 1) f_{v^*}^{\text{T}}$). Распределение в области 3 близко к больцмановскому $f_v \sim \exp(-E_v/T)$.

Наглядно процесс релаксации можно представить как обусловленную $V - V$-обменом «диффузию» колебательного возбуждения из области 1, где возбуждаются молекулы, к границе области 2, на которой происходит быстрая дезактивация путем $V - T$-обмена. При этом, поскольку населенность нижних колебательных уровней $v < v^*$ сравнительно велика, в области 1 установление квазистационарного распределения должно происходить достаточно быстро. В то же время в области 2, где населенность колебательных уровней невелика, «диффузия» возбуждения идет медленно и квазирезонансное распределение не успевает установиться при достаточно быстром изменении внешних условий, т. е. область 2 — «узкое место», определяющее, в конечном счете, суммарную скорость релаксации колебательной энергии. В дальнейшем будем предполагать, что характерное время установления квазистационарного распределения в области 1 существенно меньше периода звуковых колебаний. Ограничения на частоту звука, накладываемые данным условием, рассматриваются ниже. При описании процесса распространения возбуждения в области 2 воспользуемся диффузионным приближением, позволяющим перейти от дискретной формы (2.5) к дифференциальным аналогам выражений для $\Pi_v$ и $\Phi_v$ [6]:

$$\Pi_v = -\nu \frac{d\left(f_v^2 v^2\right)}{dv}, \quad \Phi(v) = -\nu \left[v \frac{d\left(f_v^2 v^2\right)}{dv} - f_v^2 v^2\right]. \tag{2.9}$$

При выводе (2.9) предполагаются гладкость функции $f_v$ (что заведомо выполняется в области «плато» (2.7)) и отсутствие процессов термического возбуждения колебаний (что справедливо при достаточно низких температурах газа). Из системы (2.2) с помощью (2.9) получаем уравнение, описывающее эволюцию функции плотности числа колебательных квантов $\Psi_v = f_v v$ в области «плато»:

$$\partial\Psi_v/\partial t = \nu v \partial^2 \Psi_v^2/\partial v^2. \tag{2.10}$$

Сформулируем граничные условия к (2.10). В теории сильнонеравновесных распределений поток $\Pi_v$ рассматривается как поток молекул, обусловленный резонансным $V - V$-обменом квантами. Поэтому по определению числа $v^{**}$ с исчезновением в процессах $V - T$-обмена колебательных квантов поток $\Pi_v$ в точке $v^{**}$ должен обращаться в нуль:

$$-\nu d\Psi_v^2/dv|_{v=v^{**}} = 0. \tag{2.11}$$

Это первое граничное условие к (2.10). Отметим, что с учетом (2.9), (2.11) выражение (2.4) для $S$ приводится к виду

$$S = E_1 \nu \Psi_{v^{**}}^2. \tag{2.12}$$

Второе граничное условие находим, представляя (2.3) в форме

$$\partial\varepsilon/\partial t = \partial\varepsilon_1/\partial t + \partial\varepsilon_2/\partial t = -E_1\nu\Psi_{v^{**}}^2 + q$$

($\varepsilon_1$ и $\varepsilon_2 = \int\limits_{v^*}^{v^{**}} \Psi_v dv$ — энергии, запасенные в областях 1 и 2). Используя (2.10) при преобразовании производной $\partial\varepsilon_2/\partial t$, после интегрирования получаем $\Phi(v^*) = -(1/E_1)(q - \partial\varepsilon_1/\partial t)$. Отсюда в соответствии с предположением о квазистационарном характере распределения в области 1 окончательно имеем

$$-\nu\left[v\frac{d\Psi_v^2}{dv} - \Psi_v^2\right]\Bigg|_{v=v^*} = \frac{q}{E_1}. \tag{2.13}$$

В стационарных условиях из (2.1), (2.12) в пренебрежении $\varepsilon_p \ll \varepsilon$ находим

$$\tau_0 = [\varepsilon_1/E_1 + c_0(v^{**} - v^*)]/\nu c_0^2,$$

где $\varepsilon_1 = E_1[\exp(E_1/T_v) - 1]^{-1}$ для условий умеренного возбуждения (см., например, [9]) и $\varepsilon_1 \ll E_1 c_0 (v^{**} - v^*)$ для условий сильного возбуждения, рассматривающихся здесь. В газе, возмущенном звуковыми колебаниями, время $\tau$, согласно уравнению (2.10), является функцией частоты акустических возмущений.

**3. Распространение звука в газе возбужденных ангармонических молекул.** Линеаризуем выражения (2.10)—(2.13), предполагая, что возмущения функции плотности числа колебательных квантов $\Psi_v' = f_v' v$ изменяются по периодическому закону (1.5) так же, как и остальные газодинамические параметры $n'$, $T'$, $p'$ и т. д. Тогда (2.10) с граничными условиями (2.11), (2.13) запишется в виде

$$\frac{d\Psi_v'}{dv} = -\frac{i\omega}{2\nu_0 c_0 v}\Psi_v', \tag{3.1}$$

$$\left(v\frac{d\Psi_v'}{dv} - \Psi_v'\right)\Bigg|_{v=v_0^*} = \frac{c_0}{2\nu_0}\nu', \quad \frac{d\Psi_v'}{dv}\Bigg|_{v=v_0^{**}} = 0.$$

Для простоты предполагается, что акустические колебания слабо влияют на возбуждающий источник: $q' = 0$. Таким образом, в настоящей работе не конкретизируется способ поддержания в системе неравновесного состояния. Отметим лишь, что когда колебания возбуждаются электронным ударом в газовом разряде, выражения для $\partial q/\partial\xi(\xi \in \{n, T, q\})$ приведены в [10], а для возбуждения систем ангармонических молекул лазерным излучением — в [11].

В (3.1) граничные условия накладываются в точках $v_0^*$ и $v_0^{**}$, характеризующих невозмущенную функцию распределения $f_v$. В линейной теории такое допущение оправдано, так как учет вариаций чисел $v^*$ и $v^{**}$ приводит к появлению в рассматриваемых уравнениях членов более высокого порядка малости, чем первый.

Общее решение уравнения (3.1) выражается через функции Бесселя первого $J_m(x_v)$ и второго $N_m(x_v)$ рода:

$$\Psi'_v = \nu' \sqrt{v} c_0 Z(x_v)/2\nu_0, \tag{3.2}$$

$$Z(x_v) = \frac{2}{\sqrt{v_0^*}} \frac{J_1(x_v) N_0^{**} - N_1(x_v) J_0^{**}}{x_{v_0^*} (J_0^* N_0^{**} - J_0^{**} N_0^*) - 2 (J_1^* N_0^{**} - J_0^{**} N_1^*)},$$

где $x_v = (i\omega\tau_v)^{1/2}$; $\tau_v = 2v/\nu_0 c_0$ — эффективное время распространения возбуждения вдоль оси квантовых чисел $v$ [7]; звездочки над $J_m$ и $N_m$ означают, что эти функции вычисляются в точках $v_0^*$ и $v_0^{**}$. Комплексный характер решения (3.2), как это принято в [5], свидетельствует о сдвиге по фазе параметров $T'$ и $n'$ относительно $\Psi'_v$.

С помощью (2.12) и (3.2) легко найти $S'$ (величину возмущения скорости релаксации $S$): $S' = q_0 \left( \frac{\nu'}{\nu_0} + \frac{2}{c_0} \Psi'_{v_0^{**}} \right)$. В соответствии с определением времени колебательной релаксации (2.1), зная $S'$ и учитывая (1.3), получим

$$\tau' = [(1 - i\omega\tau_0)/i\omega] S'/S_0. \tag{3.3}$$

Используя (3.2), (3.3), находим выражения для производных $\partial\tau/\partial n$, $\partial\tau/\partial T$, определяющих, согласно (1.7), закон дисперсии и поглощения ультразвука:

$$\frac{\partial\tau}{\partial\xi} = \frac{1 - i\omega\tau_0}{i\omega} (1 + Z(x_v)) \frac{1}{\xi} \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln \xi}, \quad \xi \in \{n, T\}. \tag{3.4}$$

Подставляя (3.4) в (1.6), имеем дисперсионное уравнение

$$\frac{k^2 u^2}{\omega^2} = \frac{c + \frac{1}{i\omega} \frac{q_0}{T_0} (1 + Z(x_v)) \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln T}}{c + 1 + \frac{1}{i\omega} \frac{q_0}{T_0} (1 + Z(x_v)) \left( \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln T} - \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln n} \right)}. \tag{3.5}$$

Область применимости уравнения (3.5) со стороны низких частот ограничивается условием применимости приближения плоских волн (1.1), со стороны высоких частот — условием, выражающим допустимость предположения о квазистационарном характере изменений триноровской функции распределения. Оценивая, согласно [9], время установления $t_1$ триноровского распределения по формуле $t_1 = \varepsilon_1/q_0$, это условие можно записать в виде $\omega t_1 \ll 1$. В рассматриваемой задаче оно выполняется тем лучше, чем больше запас квантов в области «плато»: $c_0 (v^{**} - v^*) \gg \gg \varepsilon_1/E_1$.

Ввиду сложности комплексной функции $Z(x_v)$ анализ уравнения (3.5) возможен лишь в предельных случаях низких ($\omega\tau_v \ll 1$) и высоких ($\omega\tau_v \gg 1$) частот. Отметим, что $\tau_v$ — функция параметра $c_0$ (или $q_0$). В зависимости от $c_0$ значения $\tau_v$ меняются в весьма широких пределах. В условиях сильной колебательной неравновесности типичные значения $c_0$ лежат в пределах $10^{-3}$—$10^{-2}$, а $\tau_v = 10^{-2}$—$10^{-3}$ с. Следовательно, области частот $\omega\tau_v \ll 1$ будут соответствовать длинноволновые возмущения, для которых условие (1.1) трудно выполнимо. Поэтому анализ (3.5) в пределе низких частот представляет интерес лишь с точки зрения выяснения асимптотического поведения дисперсионных характеристик.

Воспользовавшись известными разложениями функций Бесселя при малых значениях аргумента, получаем

$$\frac{k^2 u_T^2}{\omega^2} = \frac{c - \frac{\tau_v}{\tau_q} \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln T}}{c + 1 - \frac{\tau_v}{\tau_q} \left( \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln T} - \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln n} \right)}, \tag{3.6}$$

где $\tau_q = T_0/q_0$, при этом обычно $\tau_v/\tau_q > 1$. Величину, обратную пра-

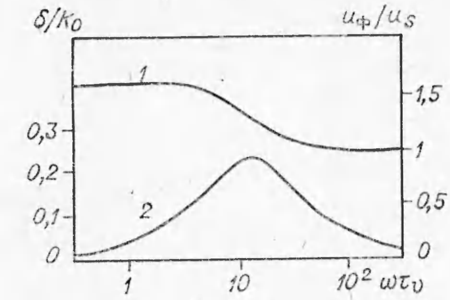

Рис. 1

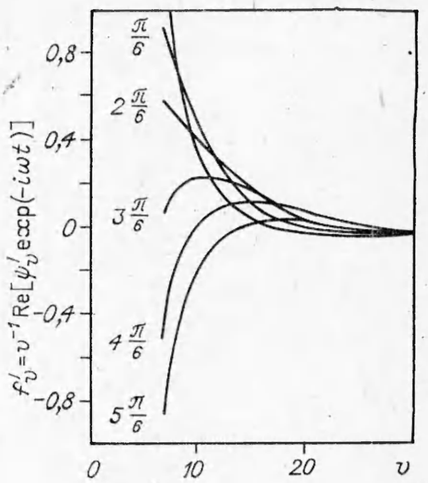

Рис. 2

вой части соотношения (3.6), можно рассматривать как эффективный показатель адиабаты $\gamma^*$. Учитывая приведенную в [12] зависимость $\nu_{CO} \sim \sim nT^{-1/2}$ для частоты $V - V$-обмена между молекулами CO в смеси CO : He, легко видеть, что $\gamma^* > \gamma = (c + 1)/c$. Значит, фазовая скорость звука $u_ф = \omega/k_0$ низкочастотных возмущений превосходит изоэнтропическую скорость звука $u_ф > u_s = (\gamma T_0/m)^{1/2}$, при этом поглощения звука нет ($\mathrm{Im}\, k = 0$). Для сравнения укажем, что скорость распространения низкочастотных возмущений в газах, релаксация которых описывается теорией Ландау — Теллера, меньше $u_s$ [2—4]. Эту особенность ($u_ф > u_s$) скорости распространения длинноволновых возмущений надо считать общим свойством сильно возбужденных систем ангармонических молекул-систем, обладающих отрицательной колебательной теплоемкостью (с увеличением температуры скорость $V - T$-процессов возрастает быстрее ($\sim \exp(-\beta T^{-1/3})$), чем скорость $V - V$-процессов ($\sim T^n$), что приводит к уменьшению населенности высоколежащих энергетических уровней).

Анализ уравнения (3.5) в пределе высоких частот $\omega\tau_v \gg 1$, как и следовало ожидать, показывает, что колебательные степени свободы не участвуют в периодическом изменении состояния газа, «заморожены» и не влияют на адиабатическую связь изменений давления и плотности. Соответственно $u_ф = u_s$ и отсутствует поглощение (или усиление) звука.

В промежуточной области частот происходит постепенное изменение скорости звука от значения $(\gamma^* T_0/m)^{1/2}$ до $u_s$, как показано на рис. 1 (кривая *1*), при этом возможно усиление звука (кривая *2*). Параметры дисперсии $u_ф/u_s$ и усиления $\delta/k_0$ звука представлены в зависимости от $\omega\tau_v$ смеси CO : He при $n_{CO} = 10^{16}$ см$^{-3}$, $n_{He} = 10^{18}$ см$^{-3}$, $T = 175$ К и $q = 0{,}75$ Вт·см$^{-3}$.

Возвращаясь к решению (3.2) уравнения (3.1), отметим, что приращение функции распределения $f_v' = v^{-1}\mathrm{Re}\,\Psi_v'$, являясь функцией как частоты $\omega$, так и квантового числа $v$, в отдельные моменты времени за полупериод звуковой волны имеет немонотонный характер (рис. 2, $\omega t = 0$; $\pi$, $\omega\tau_v = 10$). Возможность образования таких структур на распределении $f_v$ представляет интерес при изучении спектров поглощения и испускания дипольных ангармонических молекул, находящихся в неравновесных условиях. Последнее обстоятельство представляется также важным для физики мощных CO-лазеров, где эффекты генерации обусловлены существованием области «плато» у функции распределения. В таких лазерах за счет раскачки акустических колебаний в спектре генерации должны наблюдаться линии, отвечающие $Q$- и $R$-ветвям, в то время как в невозмущенных звуком условиях генерация происходит лишь в $P$-ветви [13].

В заключение отметим, что все перечисленные эффекты уже сегодня доступны для экспериментальной проверки в лабораториях, например, с помощью методов ультразвуковой акустики [14] или техники измерения коэффициента усиления слабых сигналов с помощью ИК-лазера [15].

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Ландау Л. Д., Теллер К.** К теории дисперсии звука // Phys. Z. Sov.— 1936.— Bd 10.— S. 34; **Ландау Л. Д.** Собр. тр./Под ред. Е. М. Лифшица.— М.: Наука, 1969.— Т. 1.
2. **Srinivasan J., Vincenti W. G.** Criteria for acoustic instability in a gas with ambient vibrational and radiative nonequilibrium // Phys. Fluids.— 1975.— V. 18, N 12.
3. **Коган Е. Я., Мальнев В. Н.** Распространение звука в колебательно-возбужденном газе // ЖТФ.— 1977.— Т. 47, вып. 3.
4. **Осипов А. И., Уваров А. В.** Распространение звука в колебательно-неравновесном газе // Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия.— 1984.— Т. 25, № 6.
5. **Зельдович Я. Б., Райзер Н. Н.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1956.
6. **Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С.** Функция распределения и скорость релаксации колебательной энергии в системе ангармонических осцилляторов // ПМТФ.— 1974.— № 3.
7. **Жданок С. А., Напартович А. П., Старостин А. Н.** Установление распределения двухатомных молекул по колебательным уровням // ЖЭТФ.— 1979.— Т. 76, вып. 1.
8. **Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. J.** Vibrational relaxation of anharmonic oscillators with exchange-dominated collisions // J. Chem. Phys.— 1968.— V. 48, N 4.
9. **Демьянов А. В., Жданок С. А. и др.** Влияние уровня накачки на динамику установления распределения двухатомных молекул по колебательным уровням // ПМТФ.— 1981.— № 3.
10. **Напартович А. П., Старостин А. Н.** Механизмы неустойчивости тлеющего разряда повышенного давления // Химия плазмы.— М.: Атомиздат, 1979.— Вып. 6.
11. **Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А.** Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
12. **Жданок С. А., Солоухин Р. И.** Особенности колебательной релаксации двухатомных газов при адиабатическом расширении в сверхзвуковом сопле // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7, № 10.
13. **Жданок С. А., Кочетов И. В., Напартович А. П. и др.** Исследование параметрических зависимостей для стационарного СО-лазера // ДАН СССР.— 1978.— Т. 241, № 1.
14. **Ноздрев В. Ф.** Применение ультраакустики в молекулярной физике.— М.: Физматгиз, 1958.
15. **Климкин В. Ф., Папырин А. Н., Солоухин Р. И.** Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов.— Новосибирск: Наука, 1980.


*Поступила 2/IV 1987 г.*

---

УДК 532.51 : 534.21

# ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ АКУСТИКО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОСТУПАТЕЛЬНО ДВИЖУЩИХСЯ НЕИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

*П. М. Треблер*

*(Целиноград)*

Исторически сложилось, что как линейная, так и нелинейная акустика развивались преимущественно на базе уравнений гидродинамики, отнесенных к инерциальным системам отсчета. В виде редких исключений могут быть приведены задачи гидрофизики, в которых рассматриваются проблемы излучения и распространения инфразвука на вращающейся с постоянной угловой скоростью сфере (см., например, [1]), и ограниченное число примеров по теории инерционных гидропульсаторов [2]. Появление в технике подвижных объектов конечного размера, движущихся нередко с ускорением (в том числе и переменным во времени), диктует необходимость изучения акустико-гидродинамических явлений относительно систем координат, жестко связанных с подобными техническими средствами.

1. В качестве основных соотношений выберем замкнутую систему уравнений термогидродинамики эйлеровой жидкости (без источников), отнесенную к системе отсчета, движущейся поступательно с ускорением $\mathbf{a} = \mathbf{a}(t)$ относительно инерциальной:

$$\rho[\dot{\mathbf{v}} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}] = -\nabla P - \rho\mathbf{a}; \tag{1.1}$$

$$\dot{\rho} + \operatorname{div}\rho\mathbf{v} = 0; \tag{1.2}$$