

10. Тычинский В. П. Мощные газовые лазеры.— УФН, 1967, т. 91, № 3.
 11. Бычков Ю. И., Кудряшов В. П. и др. Влияние параметров активной среды на энергию излучения электроразрядного CO₂-лазера.— Квант. электроника, 1976, т. 3, № 7.

УДК 533.6.011.72+536.14

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ ОХЛАЖДЕНИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ГАЗА

А. М. Старик

(Москва)

Поглощение газом резонансного излучения может приводить к уменьшению его поступательной температуры [1, 2]. Экспериментально этот эффект был зарегистрирован при поглощении лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм в газах, содержащих молекулы CO₂ [3, 4]. Время существования эффекта кинетического охлаждения при импульсном воздействии на среду определяется, по существу, временем колебательно-колебательной ($V - V'$) релаксации верхнего уровня поглощающего перехода (00°1 для CO₂), а глубина охлаждения — временем колебательно-поступательной ($V - T$) релаксации нижнего уровня (10°0). Поэтому по глубине охлаждения можно судить о времени $V - T$ -релаксации [4].

Воздействие на среду, движущуюся с заданной скоростью, непрерывного резонансного излучения, как будет показано ниже, может также приводить к изменению поступательной температуры и других макроскопических параметров течения. В данной работе исследуется возможность определения характерных времен как $V - T$, так и внутримолекулярных и межмолекулярных $V - V'$ -процессов по изменению газодинамических параметров потока в зоне воздействия излучения.

Движение среды при наличии поля излучения, интенсивность которого не меняется во времени ($I = \text{const}$), будем рассматривать в приближении невязкого, нетеплопроводного газа. Будем также полагать, что распределение вращательной энергии характеризуется поступательной температурой, а в каждом типе колебаний, моделируемом гармоническим осциллятором, существует локальное термодинамическое равновесие с некоторой колебательной температурой.

Уравнения движения такой среды в канале постоянного сечения в нормальной форме имеют вид

$$(1) \quad \frac{dT}{dx} = \frac{1 - \kappa M_a^2}{(1 - M_a^2) C_p} J, \quad \frac{du}{dx} = \frac{(\kappa - 1) M_a^2}{(1 - M_a^2) u} J,$$

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{\rho(\kappa - 1) M_a^2}{(1 - M_a^2)} J, \quad \frac{d\rho}{dx} = - \frac{\kappa p(\kappa - 1)}{(1 - M_a^2)} J,$$

$$J = \frac{I_v r}{\rho u} - \sum_{i=1}^M \frac{de_V^i}{dx}, \quad C_p = \frac{R}{\mu} \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right),$$

$$\kappa = 1 + \left(\frac{3}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right)^{-1}, \quad M_a = \frac{u}{\sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T}}, \quad e_V^i = \gamma_i \sum_{j=1}^n \frac{\Theta_{ij} R}{\mu} \varepsilon_j,$$

где ρ , p , T , u — плотность, давление, поступательная температура и скорость газа; μ — молекулярный вес смеси; i_v — спектральный показатель поглощения; γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси; M — полное число молекулярных компонентов в смеси, а L — их число из линейных жестких молекул; n — число типов колебаний в i -м компоненте; $\varepsilon_j = g_j [\exp(\Theta_j/T_j) - 1]^{-1}$; Θ_j и T_j — характеристическая и локальная колебательные температуры в j -м типе колебаний, а g_j — его кратность вырождения.

Рассмотрим течение бинарной смеси, один компонент которой состоит из молекул, обладающих, по крайней мере, двумя типами колебаний

q и s , с неодинаковыми временами релаксации и не связанные резонансом, а другой из молекул, один из типов колебаний которых p связан быстрым нерезонансным $V - V'$ -обменом с модой s , а остальные типы колебаний являются медленно релаксирующими. Пусть также частота излучения $\nu_{mn} = (n\Theta_s - m\Theta_q)/h$ (n и m — номера верхнего и нижнего колебательных уровней поглощающего перехода, принадлежащих модам s и q соответственно). Систему кинетических уравнений в этом случае можно представить в виде

$$(2) \quad \frac{d\varepsilon_q}{dx} = \frac{p}{kT} \left[-l_q \frac{\mu^2 k_\nu I}{\rho^2 N_A^2 h \nu_{mn} \gamma_h} - (\varepsilon_q - \varepsilon_{q0}) \sum_{i=1}^M W_{q0}^i \gamma_i + \frac{l_q}{g_q} L_{qs} \sum_{i=1}^M W_{qs}^i \gamma_i \right];$$

$$(3) \quad \frac{d\varepsilon_s}{dx} = \frac{p}{kT} \left[l_s \frac{\mu^2 k_\nu I}{\rho^2 N_A^2 h \nu_{mn} \gamma_h} - \frac{l_s}{g_s} L_{qs} \sum_{i=1}^M W_{qs}^i \gamma_i + \frac{l_s}{g_s} L_{sp} W_{sp} \gamma_p \right];$$

$$(4) \quad \frac{d\varepsilon_p}{dx} = \frac{p}{kT} \left[-\frac{l_p}{g_p} L_{sp} W_{sp} \gamma_p \right],$$

$$L_{sp} = \left[\varepsilon_p^{l_p} (\varepsilon_s + 1)^{l_s} \exp\left(\frac{\Theta_p - \Theta_s}{T}\right) - (\varepsilon_p + 1)^{l_p} \varepsilon_s^{l_s} \right],$$

где W_{qs}^i — скорость внутримолекулярного $V - V'$ -обмена между модами q и s при столкновении с i -м партнером; W_{sp} — скорость межмолекулярного $V - V'$ -обмена между модами s и p ; l_s , l_q и l_p — количество колебательных квантов, теряемых модами s или p и приобретаемых модой q при $V - V'$ -обмене; W_{q0}^i — скорость $V - T$ -релаксации для моды q при столкновении с i -м партнером; h — постоянная Планка; N_A — число Авогадро; ν_{mn} — частота поглощающего перехода в центре спектральной линии; γ_h и γ_p — молярные доли поглощающего компонента и компонента, содержащего колебания типа p ; k — постоянная Больцмана.

Учитывая (2)–(4), выражение для J можно представить в виде

$$(5) \quad J = \frac{Rp\Theta_q}{\mu k T u} \gamma_h \sum_{i=1}^M W_{q0}^i \gamma_i \left[\varepsilon_q - \varepsilon_{q0} + L_{qs} \left(\frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_q} - \frac{l_q}{g_q} \right) \times \right. \\ \left. \times \sum_{i=1}^M \frac{W_{qs}^i}{W_{q0}^i} \gamma_i + L_{sp} \frac{\Theta_p}{\Theta_s} \frac{W_{sp} \gamma_p}{\sum_{i=1}^M W_{q0}^i \gamma_i} \left(\frac{l_p}{g_p} - \frac{\Theta_s}{\Theta_p} \frac{l_s}{g_s} \right) \right].$$

Если $J < 0$, то при $0 < M_a < 1/\sqrt{\kappa}$ газ будет охлаждаться и тормозиться ($dT/dx < 0$, $du/dx < 0$, $d\rho/dx > 0$, $dp/dx > 0$), при $1/\sqrt{\kappa} < M_a < 1$ — нагреваться и тормозиться ($dT/dx > 0$, $du/dx < 0$, $d\rho/dx > 0$, $dp/dx > 0$), а при $M_a > 1$ — охлаждаться и ускоряться ($dT/dx < 0$, $du/dx > 0$, $d\rho/dx < 0$, $dp/dx < 0$). Если же $J > 0$, то при $0 < M_a < 1/\sqrt{\kappa}$ $dT/dx > 0$, $du/dx > 0$, $d\rho/dx < 0$, $dp/dx < 0$, при $1/\sqrt{\kappa} < M_a < 1$ $dT/dx < 0$, $du/dx > 0$, $d\rho/dx < 0$, $dp/dx < 0$, а при $M_a > 1$ $dT/dx > 0$, $du/dx < 0$, $d\rho/dx > 0$, $dp/dx > 0$. При $J = 0$ газодинамические параметры в зоне поглощения меняться не будут.

Рассмотренные закономерности изменения макроскопических параметров позволяют определить времена релаксации для $V - T$ - и $V - V'$ -процессов в рассматриваемой смеси при поглощении резонансного излучения постоянной интенсивности.

Действительно, пусть сначала по каналу постоянного сечения течет газ, состоящий только из поглощающего компонента ($\gamma_k = 1$), $\varepsilon_j = \varepsilon_{j0}$ ($j = q, s$) и $\tau_{V-T}^{q0} < \tau_{V-V'}^{qs}$ (τ_{V-T}^{q0} и $\tau_{V-V'}^{qs}$ — характерные времена $V - T$ - и внутримолекулярного $V - V'$ -обмена). Для определенности предположим, что $0 < M_a < 1/\sqrt{\kappa}$. В этом случае вследствие индуцированных переходов молекул с уровня m на уровень n $d\varepsilon_q/dx < 0$, и в результате обмена энергией между поступательным хаотическим движением молекул смеси и модой q возникает поток энергии из поступательных степеней свободы в колебательные, т. е. $J < 0$. Если бы $\tau_{V-V'}^{qs} = \infty$, то при заданной интенсивности I изменение газодинамических параметров в зоне поглощения происходило бы вплоть до $x = l_*$, где l_* отвечает сечению, в котором выполняется равенство

$$(6) \quad I = \frac{|\varepsilon_{q0} - \varepsilon_q| W_{q0}^k \gamma_k}{\mu^2 k_V} \rho^2 N_A^2 h \nu_{mn} \gamma_k.$$

При $x > l_*$ наступает насыщение поглощающего перехода ($y_n = y_m = \frac{y_n^0 + y_m^0}{2}$, где y_n и y_m — относительные заселенности уровней n и m , а y_n^0 и y_m^0 — их равновесные значения). Таким образом, изменяя величину интенсивности, можно уменьшать или увеличивать длину зоны изменения макроскопических параметров потока (p, T, ρ, u). Поскольку I однозначно связана соотношением (6) с W_{q0}^k , то по величине l_* можно судить о времени (τ_{V-T}^{q0}) $V - T$ -релаксации ($W = kT/p\tau$). Увеличивая интенсивность излучения, всегда можно добиться условия $l_* < l_{V-V'}^{qs}$ ($l_{V-V'}^{qs} = \tau_{V-V'}^{qs} \int_0^{l_*} u dx / l_*$).

При $x > l_{V-V'}^{qs}$ появляется поток колебательных квантов из моды s в моду q , величина которого при $\varepsilon_q > \varepsilon_{q0} - L_{qs} \left(\frac{\Theta_s}{\Theta_q} \frac{l_s}{g_s} - \frac{l_q}{g_q} \right) \frac{W_{sq}^k}{W_{q0}^k} \times \gamma_k$ ($L_{qs} > 0$) больше потока колебательных квантов из моды q в моду s вследствие индуцированных переходов.

При этом $J > 0$ и знак производных $dT/dx, dp/dx, du/dx, d\rho/dx$ меняется на противоположный. Поэтому по изменению экспериментально измеренного профиля T, p, ρ, u или их производных в зоне поглощения можно судить также и о времени внутримолекулярного $V - V'$ -обмена $\tau_{V-V'}^{qs}$.

При наличии в потоке примесного газа ситуация несколько усложняется. Пусть $\tau_{V-T}^{q0} < \tau_{V-V'}^{ps}$ и, кроме того, $\left(\frac{l_p}{g_p} - \frac{\Theta_s}{\Theta_p} \frac{l_s}{g_s} \right) < 0$, в этом случае поток колебательных квантов из моды s в моду p компенсирует увеличение ε_q в результате внутримолекулярного $V - V'$ -обмена. Если при этом выполняется равенство

$$\varepsilon_q = \varepsilon_{q0} + L_{sp} \frac{\Theta_p}{\Theta_q} \frac{W_{sp} \gamma_p}{\sum_{i=1}^M W_{q0}^i \gamma_i} \left(\frac{l_p}{g_p} - \frac{\Theta_s}{\Theta_p} \frac{l_s}{g_s} \right) + L_{qs} \sum_{i=1}^M \frac{W_{qs}^i \gamma_i}{W_{q0}^i} \left(\frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_q} - \frac{l_q}{g_q} \right),$$

а $L_{sp} > 0$ и $L_{qs} > 0$, то $J = 0$ и изменения макроскопических параметров при $x > l_*$ происходить не будет, а может даже возникнуть ситуация, когда $\varepsilon_q < \varepsilon_{q0} + L_{sp} \frac{\Theta_p}{\Theta_q} \frac{W_{sp} \gamma_p}{\sum_{i=1}^M W_{q0}^i \gamma_i} \left(\frac{l_p}{g_p} - \frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_p} \right) + L_{qs} \sum_{i=1}^M \frac{W_{qs}^i \gamma_i}{W_{q0}^i} \times$

$\times \left(\frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_a} - \frac{l_a}{g_a} \right)$ и газ в зоне воздействия излучения будет все равно охлаждаться и тормозиться, несмотря на поток энергии в моду q , обусловленный внутримолекулярным $V - V'$ -обменом.

Если же $\left(\frac{l_p}{g_p} - \frac{l_s \Theta_s}{g_s \Theta_p} \right) > 0$, то при $L_{sp} > 0$ и $L_{qs} > 0$ поток колебательных квантов в моду q возрастет, при этом $J > 0$, а $|J|$ больше соответствующего значения $|J|$ при действии только одного внутримолекулярного $V - V'$ -обмена между модами q и s .

Таким образом, введение в поток примесного газа, молекулы которого обладают колебаниями типа p , позволяет изменить характер воздействия излучения на поток, а следовательно, и закон изменения макроскопических параметров в зоне поглощения. Сравнивая экспериментальные профили T, p, ρ, u в зоне поглощения при течении газа, состоящего только из молекул поглощающего компонента, и смеси, содержащей также молекулы примесного газа ($\gamma_p \neq 0$), при известных значениях $W_{q0}^i, W_{qs}^i, \Theta_s$ и Θ_p можно определить величину W_{ps} и время межмолекулярного $V - V'$ -обмена между модами p и s .

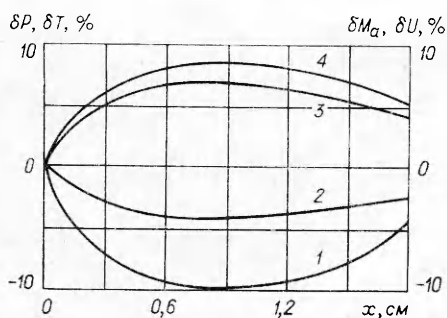
Рассмотрим теперь условия, при которых реализуются максимальные градиенты макроскопических параметров в зоне поглощения и которые являются оптимальными для измерения профилей T, p, ρ, u в зоне воздействия излучения. Линеаризация уравнений системы (1) по параметру $\delta = \sum_{i=1}^M l_V^i / H$ (впервые этот параметр был введен в [5]), где H — полная энтальпия газа, позволяет получить следующие решения для относительного изменения макроскопических параметров в зоне поглощения:

$$(7) \quad \begin{aligned} \delta T &= \frac{T - T_0}{T_0} = \frac{1 - \kappa M_a^2}{c_p T_0 (1 - M_a^2)} J', \\ \delta p &= \frac{p - p_0}{p_0} = - \frac{\rho_0 (\kappa - 1) M_a^2}{p_0 (1 - M_a^2)} J', \\ \delta \rho &= \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = - \frac{p_0 (\kappa - 1) \kappa}{(1 - M_a^2) \rho_0} J', \\ \delta u &= \frac{u - u_0}{u_0} = \frac{M_a^2 (\kappa - 1)}{u_0^2 (1 - M_a^2)} J', \quad J' = \int_0^x J dx. \end{aligned}$$

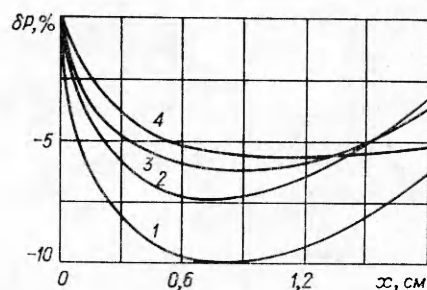
Здесь T_0, p_0, ρ_0, u_0 — макроскопические параметры невозмущенного потока.

Из (7) видно, что максимальные значения $\delta T, \delta p, \delta \rho, \delta u$ будут достигаться при $M_a = 1 \pm \epsilon$, где ϵ — малая величина ($\epsilon > 0$). При $M_a \rightarrow 0$ $\delta p \rightarrow 0, \delta u \rightarrow 0, \delta \rho \rightarrow \frac{p_0}{\rho_0} \kappa (1 - \kappa) |J'|, \delta T \rightarrow - \frac{|J'|}{c_p T_0}$, а при $M_a \rightarrow \infty$ $\delta p \rightarrow - \frac{\rho_0 (1 - \kappa) |J'|}{p_0}, \delta T \rightarrow - \frac{\kappa |J'|}{c_p T_0}, \delta \rho \rightarrow 0, \delta u \rightarrow \frac{(\kappa - 1) |J'|}{u_0^2}$, т. е. при сверхзвуковой скорости течения изменение температуры и скорости больше, чем при дозвуковой ($0 < M_a < 1/\sqrt{\kappa}$). Плотность же, наоборот, сильнее изменяется при дозвуковой скорости потока. Заметим, что при $M_a = 1/\sqrt{\kappa}$ поступательная температура газа не меняется, несмотря на обмен энергией между поступательным и колебательным движением молекул смеси.

Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим течение конкретных газов, например N_2O и смеси $N_2O - N_2$ в поле излучения с частотой $\nu_{mn} = 917,4 \text{ см}^{-1}$, которая резонансна частоте перехода $P20[00^01 \rightarrow 10^00]$ в молекуле N_2O . Численное интегрирование полной системы урав-



Ф и г. 1



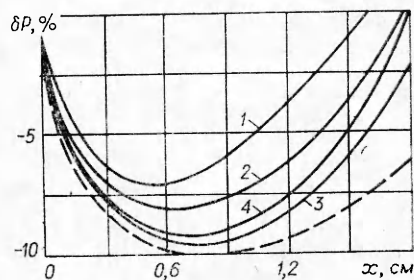
Ф и г. 2

нений газовой динамики и колебательной кинетики проводилось, как и в [6], с использованием неявной разностной схемы второго порядка точности. Релаксационная схема процессов в смеси N_2O-N_2 и соответствующие ей вероятности элементарных процессов были взяты такими же, как и в [7].

Спектральный показатель усиления рассчитывался по стандартным соотношениям [8]. При этом величины коэффициента Эйнштейна A_{mn} и сечений ударного уширения σ_{N_2O-i} в соответствии с [9] принимались равными: $A_{mn} = 0,278 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{N_2O-N_2O} = 7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, $\sigma_{N_2O-N_2} = 7,7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. На фиг. 1 представлены результаты расчета изменения макроскопических параметров в зоне поглощения при течении закиси азота с начальными параметрами: $T_0 = 1000 \text{ К}$; $p_0 = 0,002 \text{ МПа}$, $M_0 = 1,02$ в поле излучения с $I = 2 \text{ кВт/см}^2$. Кривые 1—4 показывают изменение давления, температуры, скорости и числа Маха, определенного по «замороженной» скорости звука. Из представленных распределений видно, что максимальное изменение при энерговыделении (или при энергопоглощении) характерно для статистического давления. При рассматриваемых условиях $(\delta p)_{\text{max}} = 10\%$. Такая величина δp легко может быть зарегистрирована в эксперименте. Ясно видны также области с различным знаком градиента макроскопических параметров, в которых происходит охлаждение ($V-T$ -обмен) и нагрев газа ($V-V'$ -обмен).

Введение примесного газа (в данном случае N_2) приводит к существенному изменению профиля макроскопических параметров в зоне поглощения. Наибольшее изменение градиентов p , T , u и ρ при этом характерно для области нагрева, где поток энергии в поступательные степени свободы движения молекул с верхнего уровня поглощающего перехода (00^0_1) N_2O уменьшается вследствие эффективного стока энергии асимметричных колебаний в «холодный резервуар», каковым являются невозбужденные молекулы N_2 . Это видно на фиг. 2, где показано изменение величины δp по длине зоны поглощения при течении смеси N_2O-N_2 с различным содержанием N_2 (кривые 1—4 соответствуют $\gamma_{N_2} = 0; 0,2; 0,4$ и $0,6$).

Для оценки чувствительности предлагаемого метода определения времен релаксации проведены расчеты течения закиси азота при различных значениях скоростей $V-T$ - и $V-V'$ -процессов. Результаты этих расчетов представлены на фиг. 3 (параметры невозмущенного потока такие же, как и в предыдущем случае). Здесь цифры 1, 2 соответствуют кривым изменения давления, полученным при увеличении скорости $V-T$ -релаксации для деформационной моды молекулы N_2O соответственно в 1,5 и 2 раза; а цифры 3, 4 — при увеличении скорости внутри-



Ф и г. 3

молекулярного $V - V'$ -обмена также в 1,5 и 2 раза. Штриховой кривой показано изменение δp при нормальных скоростях $V - T$ - и $V - V'$ -процессов. Видно, что изменение скорости $V - T$ - или $V - V'$ -обмена на 50% приводит к существенному изменению и профиля макроскопических параметров (например, давления) в зоне поглощения (максимальное отличие δp при этом может достигать 7,5%).

Таким образом, из представленных результатов следует, что характер изменения макроскопических параметров движущегося газа в зоне поглощения резонансного излучения существенно зависит от величины скоростей $V - T$ - и $V - V'$ -процессов, что позволяет по экспериментально измеренному профилю давления, скорости или температуры в зоне поглощения определять характерные времена $V - T$ - и $V - V'$ -обмена.

Автор благодарит В. М. Хайлова за полезные обсуждения материалов работы.

Поступила 19 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Wood A. D., Camac M., Gerry F. T. Effects of 10,6 μ laser induced air chemistry on the atmospheric refractive index.— *Appl. Optics.*, 1971, vol. 10, p. 1877.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO_2 -лазера через атмосферу.— *ЖТФ*, 1974, т. 44, № 5.
3. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO_2 laser radiation.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol. 20, p. 129.
4. Гордиенко В. М., Горшков В. А. и др. Кинетическое охлаждение газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ излучением CO_2 -лазера.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 13, вып. 3.
5. Жигулев В. И. Об эффекте релаксационного пограничного слоя.— *ДАН СССР*, 1962, т. 144, № 6.
6. Левин В. А., Старик А. М. О некоторых методах получения инверсной заселенности по колебательным уровням молекулы H_2O .— В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: изд. МГУ, 1980.
7. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М. Влияние слабых возмущений на показатель усиления газодинамического лазера.— *Квант. электроника*, 1979, т. 6, № 5.
8. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
9. Dieu N., Kap T., Wolga G. G-10-laser parameters for the 10,8 μ N_2O molecular laser.— *IEEE J. Quant. Electron.*, 1968, vol. 4, N 11.

УДК 532.527

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В НЕОДНОРОДНОЙ ПО ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТИ

*В. И. Бояринцев, А. И. Леонтьев,
С. Я. Секерж-Зенькович, В. И. Сысоев
(Москва)*

Исследованию закономерностей распространения вихревых колец в однородных газах и жидкостях посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ (см., например, [1—5]). Значительно меньшее внимание уделяется вопросам распространения вихревых колец в средах, неоднородных по плотности, в частности в средах со скачками плотности. Между тем в этих случаях имеет место целый ряд специфических свойств движения вихревых колец [6—10].

В данной работе исследуются особенности распространения вихревых колец в жидкостях со скачками плотности.

Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде, схема которого представлена на фиг. 1. На одной из стенок кюветы 1, изготовленной из оргстекла и имеющей размеры 1500×500×300 мм, устанавливался генератор вихрей 2, в верхней части которого расположен ударный механизм в виде мембраны 3 и электромагнита 4, а в нижней (цилиндрической) части — сопловой насадок 5. Электромагнит через трансформатор