

Из приведенных данных (фиг. 1) следует, что область комбинированной релаксации в парах *n*-парафинов находится примерно в том же диапазоне значений параметра $1/r$, что и область трансляционной дисперсии в одноатомных газах (штриховая кривая) [2]. Отношение скоростей $c/c_0 = \sqrt{\gamma/\gamma_0}$ для этана, пропана, *n*-пентана и *n*-гексана при увеличении $1/r$ стремится к пределу $c_\infty/c_0 \simeq \sqrt{7/\gamma_0}$, т. е. $\gamma_\infty \simeq 7$, как и в одноатомных газах. Значение $\sqrt{7/\gamma_0}$ для пропана, *n*-пентана и *n*-гексана близко к 2,5, для этана — несколько меньше, т. к. часть колебательных степеней свободы не участвуют в комбинированном релаксационном процессе. В метане $c_\infty/c_0 \simeq 2$, так что $\gamma_\infty \simeq 5,3$.

Величина α/β_0 для всех исследованных газов проходит через максимум (фиг. 2). В этане, пропане, *n*-пентане и *n*-гексане $(\alpha/\beta_0)_{\max} \simeq 0,3$, для метана $(\alpha/\beta_0)_{\max} > 0,3$.

Эти экспериментальные факты позволяют предположить, что процесс распространения звука в конце комбинированной релаксационной области в этане, пропане, *n*-пентане и *n*-гексане и в конце области трансляционной дисперсии в одноатомных газах имеет одинаковый механизм. Для метана обнаруживается несколько иной характер этого процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Meyer, G. Sessler. Schallausbreitung in Gasen bei hohen Frequenzen und sehr niedrigen Drucken. Z. Phys., 1957, 149, 1, 15—39.
2. Е. Д. Попов. Экспериментальные результаты исследования трансляционной дисперсии в инертных газах. Уч. зап. МОПИ, 1968, 165, 7, 301—304.
3. L. Sirovich, I. K. Thirber. Propagation of forced sound waves in rarefied gas dynamics. J. Acoust. Soc. America, 1965, 37, 2, 320—339.
4. D. Kahn, D. Mintzer. Kinetic theory of sound propagation in rarefied gases. Phys. Fluid., 1956, 8, 6, 1090—1102.
5. M. Greenspan. Combined translational and relaxational dispersion of sound in gases. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 1, 70—73.
6. M. Greenspan. Rotational relaxation in nitrogen, oxygen and Air. J. Acoust. Soc. America, 1959, 31, 2, 155—160.
7. B. R. Holmes, G. R. Jones, N. Pusat. Vibrational relaxation in propane, propylene, and ethane. J. Chem. Phys., 1964, 41, 8, 2512—2516.
8. B. R. Holmes, G. R. Jones, N. Pusat. Combined viscothermal and thermal relaxation in polyatomic gases. Trans. Faraday Soc., 1964, 60, 1220—1229.
9. B. R. Holmes, G. R. Jones, R. Lawrence. Vibrational — rotational — translational energy exchange in some polyatomic molecules. Trans. Faraday Soc., 1966, 61, 1, 46—53.
10. Е. Д. Попов, В. Ф. Яковлев. Ультразвуковой интерферометр для измерения скорости распространения ультразвука в разреженных газах до 20 000 Мгц/атм. Акуст. ж., 1969, 15, 1, 138—139.
11. T. L. Gottrell, P. E. Martin. Experimental values for relaxation time in methane. Trans. Faraday Soc., 1957, 53, 9, 1157—1159.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
24 ноября 1969 г.

УДК 534.222

О ВЛИЯНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ВЕЛИЧИНУ СКОРОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Н. Г. Семенова

Известно, что скорость установившегося акустического течения в самом общем случае определяется величиной энергии, поглощенной средой, а следовательно, она прямо пропорциональна интенсивности звука $I_{\text{ср}}$ у поверхности излучателя, если коэффициент пропорциональности определяет диссипативные свойства среды [1]. В случае волн конечной амплитуды проявляется та же зависимость, и скорость течения u определяется следующим образом [2, 3]:

$$u = 10^{-4} \frac{2k^2 r^2}{\rho c^2} \varepsilon \text{Re}_{\text{ак}} \cdot I_{\text{ср}}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; r — радиус звукового пучка, ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде, $\varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2}$ (γ — параметр нелинейности), $Re_{ак}$ —

акустическое число Рейнольдса, P — амплитуда звукового давления у поверхности излучателя, $b = \frac{4}{3}\eta + \eta'$ (η — сдвиговая вязкость,

η' — объемная вязкость), ω — круговая частота.

Экспериментальная проверка, проведенная при неизменном акустическом числе Рейнольдса, равном 43, показала, однако, что выражение (1) справедливо лишь до определенного значения средней интенсивности звука (крестики на фиг. 1 соответствуют экспериментальным результатам).

Проверка проводилась в воде на частоте 1,1 Мгц. Плоский пьезокерамический излучатель диаметром 20 мм работал в импульсном режиме, причем длительность и частоту следования импульсов можно было изменять. Только таким путем и удастся изменять среднюю интенсивность звуковых колебаний при неизменных остальных величинах, входящих в формулу (1). Звуковое давление у поверхности излучателя, которое в этих экспериментах было равно 12,3 атм, также оставалось постоянным. Измерение абсолютных значений интенсивности звука производилось микрорадиометром. Скорость течения определялась методом, описанным в работе [4], на расстоянии 50 см от излучателя, где звуковая волна имела пилообразную форму.

Из фиг. 1 видно, что, начиная с некоторого значения интенсивности звука, рост скорости акустического течения замедляется. Визуальные наблюдения показали, что этому моменту соответствует появление неустойчивости течения, приводящей далее к развитию турбулентности. По-видимому, дополнительной диссипацией энергии, связанной с образованием вихрей, и определяется замедление возрастания скорости потока.

Появление неустойчивости обнаружено в этих условиях при скорости акустического течения около 3 см/сек. Таким образом, критическое (гидродинамическое) число Рейнольдса имеет величину порядка 1000.

Из выражения (1) видно, что уменьшение сдвиговой вязкости среды также должно приводить к увеличению скорости акустического потока. Это характерно не только для потоков, вызванных волнами конечной амплитуды. В случае акустических течений, возникающих при распространении синусоидальной волны в сильно поглощающих средах и при не слишком большой длине ванны, т. е. при $\alpha L \geq 1$, где α — коэффициент поглощения среды, а L — длина ванны, эта зависимость проявляется наиболее явно. Для этих случаев интересно и легче всего проследить за изменением скорости течения в функции вязкости среды; скорость течения будет

$$u = \frac{r^2}{\eta \cdot c} \cdot \frac{1}{L} \cdot I(1 - e^{-\alpha L}) \quad (2)$$

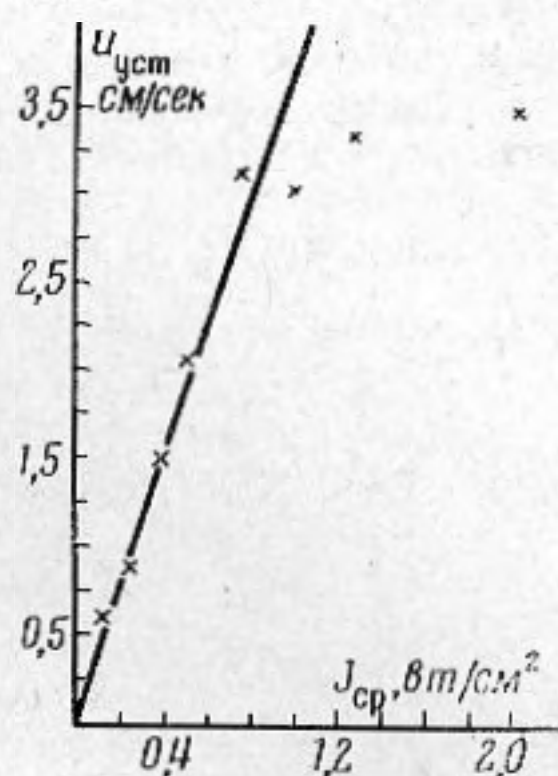
если $\alpha L \sim 1$ [1], и

$$u = \frac{r^2}{4\rho \cdot c} \cdot \frac{1}{l} \cdot I, \quad (3)$$

если $\alpha L \gg 1$ и $L \gg \frac{1}{\alpha}$ *. Из выражений (2), (3) следует, что скорость акустического течения растет с уменьшением сдвиговой вязкости среды η , стремясь в пределе к бесконечности (сплошная кривая на фиг. 2, 3). Однако экспериментальные данные показывают, что реальные скорости акустических потоков невелики, и с уменьшением вязкости среды скорости их изменяются не монотонно (точками на фиг. 2 и 3 обозначены экспериментальные результаты; фиг. 2 отвечает случаю $\alpha L \approx 1$, а фиг. 3 — случаю $\alpha L \gg 1$). Для удобства по оси абсцисс отложена величина $\lg(\eta \cdot c)$, изменяющаяся от жидкости к жидкости.

Для экспериментальной проверки выражений (2) и (3) нами были использованы следующие жидкости: ацетон, толуол, бензол, ксилол, этиловый спирт, вода, водные растворы глицерина (20, 40, 50/60% по весу). Излучатель кварцевый диаметром 18 мм работал в непрерывном режиме на частоте 10 Мгц. Амплитуда звукового давления

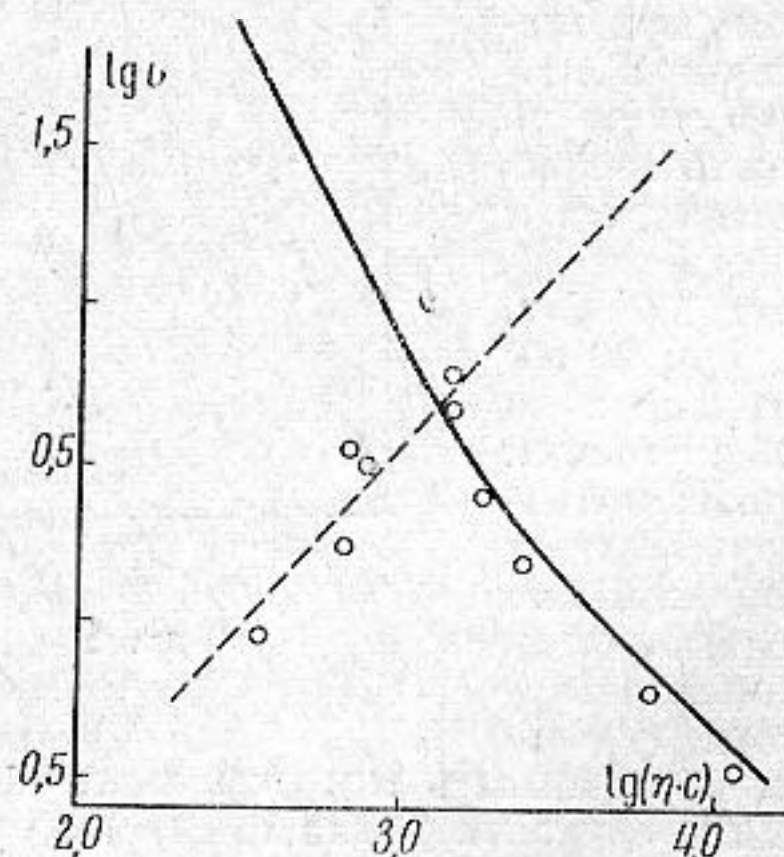
* Выражение (3) получено тем же путем, что и выражение для аналогичной ситуации, полученное Ивановским [1]; последнее дает значение в четыре раза больше, чем по формуле (3). По-видимому, в расчеты Ивановского вкралась ошибка.



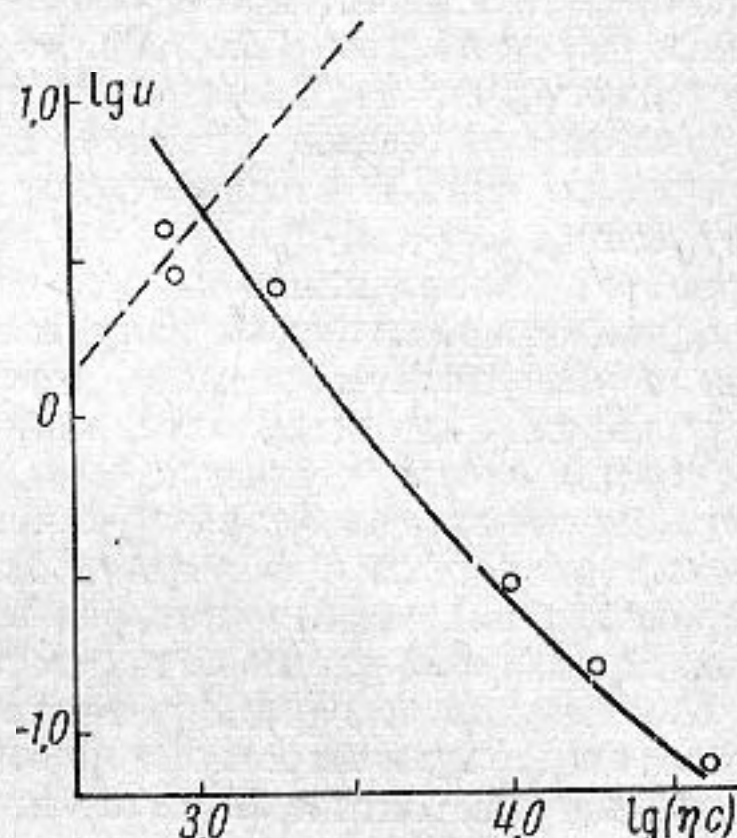
Фиг. 1

у поверхности излучателя была равна 0,3 атм и поддерживалась постоянной на протяжении эксперимента.

Оказалось, что хорошее совпадение теоретической зависимости с экспериментом наблюдается только до определенной величины вязкости. При дальнейшем уменьшении вязкости скорость потока падает. На фиг. 2 и 3 штрихами проведены прямые $u = u(\eta \cdot c)$ при $Re_{кр} = 1200$ для фиг. 2 и $Re_{кр} = 900$ для фиг. 3. Видно, что экспериментальные точки при малых вязкостях удовлетворительно ложатся на эту прямую. Таким образом, по-видимому, и в этом случае максимально достижимая скорость потока определяется устойчивостью потока.



Фиг. 2



Фиг. 3

В двух описанных экспериментах, проведенных при совершенно различных условиях, скорость акустического течения определялась классическим гидродинамическим числом Рейнольдса, характеризующим устойчивость течения. Для акустического течения оно определяется как

$$Re_{кр} = \frac{u \cdot 2r \cdot \rho}{\eta} \quad (4)$$

и равно, как показали наши измерения, $900 \div 1200$.

Следует заметить, что предложение Медникова [5] характеризовать устойчивость акустического течения акустическим числом Рейнольдса, по-видимому, ошибочно. Наши эксперименты показали, что устойчивость акустического течения характеризуется гидродинамическим числом Рейнольдса, не зависящим от частоты звуковой волны, вызвавшей поток (проверен экспериментально диапазон частот 1—30 Мгц); кроме того, при неизменном и достаточно высоком акустическом числе Рейнольдса удалось осуществить и ламинарный и турбулентный режимы акустического течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком, М., Гидрометеиздат, 1959.
2. Ю. Г. Статников. Акустические течения (канд. диссертация). М., Акуст. институт АН СССР, 1967.
3. Н. Г. Семенова. К вопросу об установлении акустических течений при различных интенсивностях звукового поля. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 470—472.
4. Н. Г. Семенова. Экспериментальное исследование процесса установления акустических течений. VI Всес. акуст. конф., Б—У—5. М., 1968.
5. Е. В. Медников. О структуре акустической турбулентности. Акуст. ж., 1966, 12, 4, 466.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
28 ноября 1968 г.