

УДК 534.29:536.24

О КРИТИЧЕСКОМ ЗВУКОВОМ ДАВЛЕНИИ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО-МАССООБМЕНА, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников

Теоретически объясняется существование критического уровня звукового давления при воздействии акустических колебаний на процессы тепло-массообмена. Получены формулы для вычисления величины критического уровня и проведено сопоставление расчетных данных с экспериментальными.

Большинство авторов, исследовавших влияние звуковых волн на процессы тепло-массообмена между твердым телом и газом отмечают существование порогового (критического) уровня звукового давления, ниже которого интенсифицирующее действие акустических колебаний не наблюдается. В работах [1—4] приведены довольно сильно отличающиеся значения критических уровней $p_{кр}$, изменяющиеся в пределах от 130 до 144 дБ. Представляет интерес выяснить, от чего зависит величина критического давления и чему оно равно в действительности, так как с этой величиной связаны затраты энергии на интенсификацию тех или иных процессов.

По существующим в настоящее время представлениям ускорение тепло-массообмена в звуковом поле высокой интенсивности объясняется возникновением у поверхности тела акустических потоков, появившихся в результате взаимодействия звуковой волны с границей раздела. В соответствии с этим авторы работ [1, 2] связывают величину критического уровня в процессах теплообмена с появлением так называемых термоакустических течений, представляющих собой осциллирующие вихри, возникшие при наложении акустических потоков на конвективные потоки. При этом увеличение теплоотдачи связывается с усилением акустических колебаний за счет подвода тепла.

В работе [5] под $p_{кр}$ понимается такая величина звукового давления, при которой в пограничном слое вынужденного потока у нагретой пластины появляются вихри с взаимно противоположными направлениями движения. Вестервельт [6] считает, что критический уровень соответствует условиям, при которых течение у поверхности тела приобретает турбулентный характер. На основании этого предположения из условия равенства амплитуды смещения и толщины пограничного слоя ($A/\delta = 1$) им было получено следующее выражение для $p_{кр}$:

$$p_{кр} = 136 + 10 \lg f, \text{ дБ}, \quad (1)$$

где f — частота в кГц.

По данным работы [2] для цилиндра, диаметр которого меньше длины волны ($\frac{\lambda}{2} \geq 6d$), критический уровень не зависит от частоты и является постоянной величиной, равной 140 дБ. С другой стороны, работая с аналогичными цилиндрами, Ричардсон [7] показал, что локальный тепло-

обмен ускоряется и при значительно более низких уровнях (130—133 дб), чем в работе [2].

Наиболее странным обстоятельством, вытекающим из рассмотренных работ, является отсутствие зависимости критического уровня от температуры тела, хотя, как следует из ранних исследований по воздействию звука на теплообмен [8], очевидно, что такая зависимость должна существовать. Исходя из предположения об определяющем влиянии акустических потоков при звуковом давлении, превышающем критическое значение, нами сделана попытка получить выражения для $p_{кр}$ для тел простой формы.

Рассмотрим полную систему уравнений движения с учетом влияния процесса теплопереноса

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= - \frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{3} + \eta + \eta' \right) \text{grad div } \mathbf{v} - g\beta T \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} &= 0; \quad p = p(\rho), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где \mathbf{v} — скорость движения среды, ρ — плотность среды, p — звуковое давление, η и η' — первый и второй коэффициенты вязкости, g — ускорение силы тяжести, β — изотермическая сжимаемость, T — температура среды.

С помощью метода, приведенного в работе [9], можно из общей системы (2) получить следующую систему уравнений для скорости потоков, вызванных звуком, при $u_0/c_0 \ll 1$ (u_0 — скорость потока, c_0 — скорость звука) в присутствии конвективных течений около нагретого тела:

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 \nabla^2 \langle u_0 \rangle - \rho_0 (u_0 \nabla) u_0 &= \rho_0 \nabla \langle \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1 \rangle - \rho_0 g \beta \langle T \rangle \\ \nabla u_0 &= 0; \quad p = p(\rho), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где \mathbf{V}_1 — колебательная скорость, найденная из уравнений акустики, а значок $\langle \rangle$ означает усреднение по времени. В правой части уравнения движения стоят вынуждающие силы:

$$F_1 = \rho_0 \nabla \langle \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1 \rangle, \quad (4)$$

вызванная звуковой волной, и «подъемная» сила F_2

$$F_2 = \rho_0 \beta g (T_0 - T_\infty), \quad (5)$$

где T_0 — температура стенки нагретого тела, а T_∞ — температура окружающей среды.

Влияние звуковых колебаний становится преобладающим, когда $F_1 \gg F_2$, т. е. в случае

$$\alpha = \frac{\nabla \langle \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1 \rangle}{\beta g (T_0 - T_\infty)} \gg 1. \quad (6)$$

Из последнего выражения можно определить то значение колебательной скорости, при котором $\alpha \gg 1$. Для плоскости, размер которой в направлении распространения звука много больше, чем $\lambda/2$, можно воспользоваться следующим соотношением [10]:

$$\nabla \langle \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1 \rangle = \frac{V_0^2 \omega}{c_0}, \quad (7)$$

где V_0 — амплитуда колебательной скорости, а ω — круговая частота. Тогда при $\alpha = 10$ из (6) и (7) получаем

$$p_{кр} = \rho_0 c_0 V_0 = \sqrt{5 g \beta \rho_0^2 c_0^3 (T_0 - T_\infty) \omega^{-1}}. \quad (8)$$

Для цилиндра, у которого $d \ll \lambda/2$, в соответствии с [11],

$$\nabla \langle \mathbf{V}_1 \mathbf{V}_1 \rangle = \frac{2V_0^2}{d}, \quad (9)$$

поэтому выражение для критического давления в случае цилиндра (или шара)

$$p_{кр} = \rho_0 c_0 \sqrt{2,5 g \beta d (T_0 - T_\infty)}. \quad (10)$$

Таким образом, критическое давление зависит от разности температур. Кроме того, для тел различной формы на него могут влиять частота звука или размер тела. Аналогичные выражения могут быть получены для $p_{кр}$ в случае массообмена, причем вместо температурного потенциала ($T_0 - T_\infty$) здесь следует использовать разность концентраций, а вместо β — величину, обратную плотности ($1 / \rho_0$).

Для проверки полученных выражений можно воспользоваться экспериментально полученными значениями $p_{кр}$, приведенными в работе [4], для случая охлаждения цилиндра $d = 12$ мм при температурном перепаде 84° (см. таблицу).

$f, \text{кГц}$	1,00	1,66	2,72	3,22	3,72	4,22	5,00
$p_{кр}, \text{дБ [4]}$	134	137	135	135	138	134	135
$p_{кр}, \text{дБ по (1)}$	136	138	140	141	141,7	142,2	143
$p_{кр}, \text{дБ по (10)}$	136	136	136	136	136	136	136

Здесь же приведены расчетные значения уровня $p_{кр}$, вычисленные, согласно формулам (1) и (10). Как видно из таблицы, значения, полученные согласно формуле (10), весьма хорошо совпадают с экспериментальными данными и в большинстве случаев отличаются от них в пределах не более ± 1 дБ. Различие же между экспериментальными величинами и вычисленными по формуле (1) растет с увеличением частоты и уже при 5 кГц достигает 8 дБ.

Как уже отмечалось, Ричардсоном [7] были получены более низкие значения критического давления, чем в работе [2] для того же размера цилиндра ($d = 18$ мм). Используя формулу (10), можно показать, что это и должно было иметь место, так как Ричардсон работал при меньших температурных потенциалах ($\Delta T = 30^\circ$), чем Фенд и Кей. В частности, для указанного перепада температур формула (10) дает уровень 133 дБ.

Интересно указать, что, хотя авторы работы [2] не отмечали зависимости порогового давления от температуры, однако, судя по приведенным графикам для коэффициента теплоотдачи, она наблюдается и в их опытах. Учитывая, что коэффициент теплоотдачи в отсутствие звука растет с увеличением температурного перепада, относительное увеличение теплоотдачи при воздействии звука (подразумевая под $p_{кр}$ такое давление, при котором процесс возрастает, например, на 5 или 10%) начинается позже в случае высоких температурных перепадов.

Хотя, ввиду отсутствия данных нельзя точно вычислить критическое звуковое давление для тел с другими размерами, однако качественно в работах (12, 13) показано, что с уменьшением диаметра препятствия (цилиндра, шара), помещенного в акустическое поле, процесс теплообмена ускоряется. Увеличение $p_{кр}$ с ростом температуры четко выявляется также в работе [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. F a n d, J. K a y e. Acoustic streaming near a heater cylinder. J. Acoust. Soc. America, 1960, 32, 5, 579—584.
2. R. M. F a n d, J. K a y e. The influence of sound on free convection from a horizontal cylinder. J. Heat Transfer. Trans. ASME, 1961, C83, 2, 133—148.
3. R. M. G. B o u c h e r. Ultrasonics in processing. Chem. Eng., 1961, 68, 20, 83—100.
4. J. P. H o l m a n. The mechanism of sound field effects on heat transfer. J. Heat Transfer. Trans. ASME, 1960, C82, 4, 393—396.
5. C. E. F e i l e r, E. B. Y e g e r. Effect of large — amplitude oscillations on heat transfer. Techn. report NASA, 1962, R — 142, 1—24.

6. P. J. Westervelt. Effect of sound waves on heat transfer. *J. Acoust. Soc. America*, 1960, 32, 3, 337—338.
7. P. D. Richardson. Influence of sound upon local heat transfer from a cylinder. *J. Acoust. Soc. America*, 1964, 36, 12, 2323—2327.
8. П. Н. Кубанский. Течения у нагретого твердого тела в стоячей акустической волне. *Ж. техн. физ.*, 1952, 22, 492—585.
9. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. К вопросу о потоках, возникающих в стоячей звуковой волне. *Акуст. ж.*, 1965, 11, 1, 35—41.
10. W. L. Nyborg. Acoustic streaming near a boundary. *J. Acoust. Soc. America*, 1958, 30, 4, 329—339.
11. W. P. Raneу, J. C. Corelli, P. J. Westervelt. Acoustic streaming in the vicinity of cylinder. *J. Acoust. Soc. America*, 1954, 26, 6, 1006—1014.
12. C. T. Walker, C. E. Adams. Thermal effects of acoustic streaming near a cylindrical obstacle. *J. Acoust. Soc. America*, 1959, 31, 6, 813—814.
13. J. W. Hodgins, T. W. Hoffman, D. C. Pei. The effect of sonic energy on mass transfer in solid in gas contacting operations. *Canad. J. Chem. Eng.*, 1957, 35, 6, 18—24.
14. A. E. Bergles. The influence of flow vibrations on forced — convection heat transfer. *J. Heat Transfer. Trans. ASME*, 1964, C86, 4.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
13 ноября 1966 г.