

членов при $v \rightarrow v_0$, не зависящих от коллективной энтропии [3], получаем характерную ван-дер-ваальсовскую петлю, указывающую на наличие фазового перехода в системе (рисунок, кривая 1). Линия сосуществования фаз (2) определена по правилу Максвелла (из равенства химических потенциалов). Лишь качественное совпадение теоретических данных и данных ММД [1, с. 81] (3) в области периодической структуры и наличие ван-дер-ваальсовской петли вместо прямой обусловлены учетом малого числа точно известных асимптотических членов. Уравнение самосогласованного поля с исключенным самовоздействием в области периодической структуры дает уравнение состояния (линия 4), хорошо совпадающее с экспериментом.

Таким образом, на основе нового интерполяционного разложения при использовании уравнения самосогласованного поля с исключенным самовоздействием описан фазовый переход в системе твердых сфер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Физика простых жидкостей. М.: Мир, 1971. [2] Базаров И. П. Статистическая теория кристаллического состояния. М.: Изд-во МГУ, 1972. [3] Крокстон К. Физика жидкого состояния. М.: Мир, 1978.

Поступила в редакцию
10.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 551.463

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА РЕЖИМЕ КРИЗИСА ОБТЕКАНИЯ

А. М. Гусев, Ю. К. Гулуа

(кафедра физики моря и вод суши)

В настоящее время все большее значение приобретает изучение закономерностей возникновения звука, образующегося при обтекании тел различной формы потоком жидкости или газа. Общее уравнение, описывающее генерацию звука потоком в присутствии твердых границ, было получено Кэрлом [1] на основе общей теории Лайтхилла [2]. Дальнейший анализ уравнения показал [3], что в присутствии акустически жестких поверхностей поле излучения дозвукового турбулентного потока обусловлено в основном действием пульсаций давления и вязких напряжений, возникающих при взаимодействии потока с поверхностью обтекаемого тела. Такие источники звука являются источниками дипольного типа. Методом размерного анализа было установлено, [4], что интенсивность звука, излучаемого дипольным источником, определяется следующим выражением:

$$I \sim \rho L^2 U^3 M^3,$$

где ρ — плотность среды; L — характерный размер области излучения; U — скорость потока; $M = U/c$ — число Маха; c — скорость распространения звука в среде.

Как известно [5], обтекание тел потоком жидкости или газа характеризуется наличием отрывных течений, в которых образуются вихри. Расчет интенсивности вихревого звука, т. е. звука, порождаемого отрывом вихрей с поверхности обтекаемого тела, показал [6], что

$$I \sim \rho l d U^6 c^{-3} r^{-2},$$

где l и d — характерные размеры обтекаемого тела; r — расстояние от источника звука до приемника. При этом частота генерируемого звука удовлетворяет постоянству числа Струхала в широком диапазоне чисел Рейнольдса и определяется выражением

$$f = \text{Sh}(U/d), \quad (1)$$

где Sh — число Струхала, которое для большинства обтекаемых тел равно 0,2—0,4 [7].

Как показано в работах [8, 9], на режиме кризиса обтекания кроме регулярных пульсаций давления, связанных с явлением вихреотделения, в общем поле турбулентного давления присутствуют также низкочастотные квазипериодические пульсации давления, возникновение которых связано с перемещением точки отрыва потока по поверхности обтекаемого тела. Частота этих пульсаций удовлетворяет числам Струхала 0,02—0,04 и определяется по формуле (1).

Таким образом, есть все основания полагать, что на режиме кризиса обтекания кроме вихревого звука должен генерироваться звук более низкой частоты. Для оценки интенсивности ожидаемого звука воспользуемся акустическим КПД K для дипольного излучения [10], т. е. отношением энергии акустического излучения к энергии кинетической:

$$K = \overline{P_{\text{AK}}^2} / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 \right)^2 \approx \eta^2 \cdot 10^{-2} M^2 r^{-2},$$

где η — коэффициент, описывающий трансформацию кинетической энергии потока в энергию турбулентных пульсаций и зависящий от физических и динамических параметров среды и состояния поверхности обтекаемого тела. Окончательно для среднего значения квадрата звукового давления в поле излучения от источника дипольного типа получим

$$\overline{P_{\text{AK}}^2} \approx \eta^2 \cdot 10^{-2} \rho^2 U^4 M^2 r^{-2}. \quad (2)$$

Отсюда для звукового давления от источника гидродинамического происхождения на единичном расстоянии от последнего в системе СГС имеем

$$\overline{P_{\text{AK}}^2} \approx \alpha^2 \cdot 10^{-8} U^6,$$

где α — коэффициент, который является функцией η , ρ , c и определяется экспериментальным путем.

Аналогично можно оценить звуковое поле от источника аэродинамического происхождения. Так, подставляя в (2) значения параметров воздуха, получим

$$\overline{P_{\text{AK}}^2} \approx \alpha^2 \cdot 10^{-13} U^6. \quad (3)$$

Таким образом, интенсивность звука, возникающего в результате перемещения точки отрыва потока по поверхности обтекаемого тела на режиме кризиса обтекания, как и интенсивность вихревого звука, пропорциональна шестой степени скорости потока.

К сожалению, отсутствие в настоящее время экспериментальных данных прямых измерений интенсивности акустического излучения турбулентного пограничного слоя на режиме кризиса обтекания не дает возможности проверить формулу (2). Однако попытаемся провести некоторый предварительный анализ акустических величин излуче-

ния на режиме кризиса обтекания по имеющимся в литературе данным.

Аналогом данной задачи возьмем процесс взаимодействия воздушного потока с поверхностью морской волны. Известно [11—13], что в атмосфере над океаном существуют сильные инфразвуковые волны, происхождение которых связано с динамическими процессами в пограничном слое океан—атмосфера [14]. Вполне вероятно, что рассмотренный выше источник излучения звука является одним из возможных источников излучения инфразвуковых волн в атмосферу над океанами.

В качестве характеристик ветрового потока и поверхности морской волны на режиме кризиса обтекания воспользуемся материалами работы [15]. Интересно отметить, что в цитируемой работе на спектрах пульсации скорости воздушного потока над взволнованной поверхностью моря присутствуют дискретные составляющие, период которых удовлетворяет числам Струхала 0,02—0,04.

Для оценки значения звукового давления P_0 на единичном расстоянии от поверхности морской волны используем формулу (3), в которой значение коэффициента α согласно [9] примем равным единице. Частоту излучения определим по формуле (1), в которой значение числа Струхала положим 0,03. Кроме того, оценим суммарную интенсивность звука I и величину звукового давления P , создаваемые совокупностью некогерентных излучателей звука, расположенных на площадке размером S , на расстоянии R от последней. Для этого используем выражение, полученное в работе [16]:

$$I = P_0^2 (2\rho c)^{-1} S R^{-2}.$$

Расчеты проведем для $S = 1000 \text{ км}^2$ и $R = 100 \text{ км}$.

Результаты расчетов приведены ниже. Здесь \bar{H} — средняя высота волны, ΔU — скорость воздушного потока относительно поверхности морской волны.

\bar{H} , см	ΔU , $\frac{\text{см}}{\text{с}}$	Re	f , Гц	P_0 , $\frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$	P , $\frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$	I , $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$
70	175	$1,2 \cdot 10^5$	0,075	1,7	0,5	0,004
96	428	$4,1 \cdot 10^5$	0,13	24,8	7,8	0,9
178	482	$8,6 \cdot 10^5$	0,08	35,4	11,2	1,9

Полученные значения f и P практически совпадают с величинами звукового давления и частотами, наблюдаемыми различными исследователями в натуральных условиях [11—13]. Так, например, в работе [16] приведены экспериментальные данные, согласно которым на расстоянии нескольких сотен километров регистрировались инфразвуковые колебания с частотой порядка 0,1 Гц и амплитудой давления до 6 дин/см².

Таким образом, несмотря на приближенные оценки, можно заключить, что процесс перемещения точки отрыва воздушного потока по поверхности морской волны на режиме кризиса обтекания может явиться источником инфразвуковых волн в атмосфере над океанами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Curle N. Proc. Roy. Soc. (London), 1955, A 231, p. 505. [2] Light-hill M. J. Proc. Roy. Soc. (London), 1952, A 211, p. 564. [3] Лямшев Л. М. Акуст. журн., 1961, 7, № 1, с. 59. [4] Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. [5] Чжен П. Отрывные тече-

ния. М.: Мир, 1972. [6] Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. [7] Юдин Е. Я. ЖТФ, 1944, 14, № 9, с. 561. [8] Гусев М. А. В кн.: Информ. бюл. № 5 (Докл. на Международном симпози. по исслед. турбулентности и процессов диффузии примесей в море. М.: 16—19 марта 1976 г.). М., 1977, с. 197. [9] Гусев А. М., Гулуа Ю. К. Деп. ВИНТИ № 466—82 Деп. [10] Минниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С. Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972. [11] Шулейкин В. В. ДАН СССР, 1935, 3, № 6, с. 259. [12] Cook R. K., Young J. M. Sound, 1962, 1, N 2, p. 12; N 3, p. 25. [13] JASA, 1972, 51, N 1 (part 1), p. 136. [14] Акустика океана. Под ред. Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1974. [15] Волков Ю. А. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1969, 5, № 12, с. 1251. [16] Бреховских Л. М. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1968, 4, № 4, с. 444.

Поступила в редакцию
15.06.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 536.755:536.757

К ОБОБЩЕНИЮ ПРИНЦИПА ЛЕ ШАТЕЛЬЕ В ТЕРМОДИНАМИКЕ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

Е. В. Ступоченко

(кафедра молекулярной физики)

Условия устойчивости термодинамического равновесия и принцип Ле Шателье, в равной мере являющиеся следствием первого и второго начал термодинамики, описывают различные физические ситуации. В первом случае рассматриваются виртуальное изменение состояния системы, находящейся в определенных внешних условиях, которое выводит ее из состояния термодинамического равновесия, и обратный переход системы в первоначальное состояние. В принципе Ле Шателье формулируются свойства перехода системы под влиянием реального внешнего воздействия из первоначального равновесного состояния в другое состояние термодинамического равновесия.

Имея в виду это различие, следует считать неоправданной интерпретацию [1, 2] теоремы об устойчивости состояния с минимальным производством энтропии в (линейной) неравновесной термодинамике как обобщение принципа Ле Шателье. Ниже рассматривается формулировка свойств состояний с минимальным производством энтропии, являющаяся адекватным обобщением принципа Ле Шателье.

В равновесной термодинамике принцип Ле Шателье формулируется как неравенство [3]

$$\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y > \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_{Y=0} \quad (1)$$

или

$$|(\Delta X)_y| > |(\Delta X)_{Y=0}|. \quad (2)$$

Здесь x и y — термодинамические величины, относящиеся к системе, взаимодействующей со средой (система+среда — замкнутая система); $X = -\partial S/\partial x$, $Y = -\partial S/\partial y$, S — энтропия полной системы; x и y выбираются так, что равенство $Y=0$ является условием равновесия системы, которая при этом может не находиться в равновесии со средой. Одновременное выполнение равенств $Y=0$ и $X=0$ означает, что система находится в равновесии также и со средой. Δx — мера небольшого внешнего воздействия, нарушающего равновесие системы со средой и