3. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950, § 61.
4. Ю. В. Скворцов. В. С. Комельков, Н. М. Кузнецов. Расширение канала искры в жидкости. Ж. техн. физ., 1960, **30**, 10, 1165—1177.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
15 июня 1961 г.

К ТЕОРИИ АКУСТИЧЕСКОГО ВЕТРА

Г. А. Остроумов

Современные представления о акустическом ветре страдают нечеткостью и отрывочностью. В эти представления внесена большая ясность обстоятельным исследованием Ивановского [1]. Однако из совсем простых соображений можно получить не только многие выводы этого автора, но и значительно расширить круг вопросов, в которых причина явлений становится простой и ясной.

Дело в том, что акустическое поле в среде не только состоит в ее колебательном движении. Оно еще несет в себе со скоростью звука два параметра, подчинающиеся законам сохранения: скалярную плотность энергии и векторную плотность импульса (количества движения). Обе эти величины пропорциональны друг другу, причем коэффициент пропорциональности в тривиальных случаях равен скорости звука, и квадратично зависят от собственно акустических параметров волны (акустической скорости давления и тому подобное). В этом смысле явления, связанные с этими двумя параметрами можно считать нелинейными (квадратичными).

Если в какой-либо области акустического поля возникнет поглощение или рассеяние звука, то с этим будет связана не только потеря энергии волны (определенной когерентности), но и потеря импульса. Неоднородность, воспринявшая поток энергии (мощность), необходимо воспримет и поток импульса (механическую силу).

В однородной слабо поглощающей среде поглощение энергии в звуковом луче неминуемо сопряжено с возникновением в ней объемной силы, имеющей направление распространения звука, а по величине пропорциональной поглощаемой мощности (т. е. коэффициенту поглощения среды). Это правило является совершенно общим, оно коренится в самой природе волнового процесса и ни в какой связи не стоит, например, с релаксационными или реологическими свойствами среды. Под действием тех объемных сил, которые возникают в среде в области акустического луча, во всем резервуаре, занимаемом средой, возникает общее течение («звуковой ветер»), характер которого можно выяснить при помощи решения уравнения Навье—Стокса при определенных граничных условиях. Это течение может оказаться ламинарным или турбулентным, смотря по размерам сосуда. По своему характеру оно в большей степени напоминает восходящий факел теплого воздуха над сосредоточенным источником тепла (над костром), чем затопленную струю, так как суммарная подъемная сила в таком факеле практически постоянна вдоль факела так же, как суммарное поглощение звуковой энергии и соответствующая объемная сила практически постоянна вдоль акустического луча в слабо поглощающей среде.

В сильно поглощающей среде энергия акустического луча иссякает на близком расстоянии от источника звука. На таком же близком расстоянии иссякает и объемная сила. Поэтому акустическое течение здесь больше похоже на затопленную струю, которая не подвержена на своем протяжении действию объемных сил, а несет с собой только тот импульс, который она получила при выходе из сопла.

Полезно вспомнить, что в своем известном опыте по давлению света на газы в 1910 г. П. Н. Лебедев экспериментально исследовал действие «оптического ветра». Этот пример интересен в том отношении, что электромагнитные уравнения Максвелла являются линейными. Здесь не возникает подозрения о том, что причиной движения облученного газа якобы является нелинейность уравнения состояния среды и тому подобное, как это случилось в акустике, где акустический ветер считался явлением в корне нелинейным.

В свете изложенного необходимо продолжать тщательные теоретические и экспериментальные исследования акустического ветра в направлении обстоятельного определения коэффициента пропорциональности между мощностью и силой. Он может оказаться зависящим от интенсивности звука и параметров среды. В этом смысле дело пойдет о нелинейных поправках к его тривиальному значению.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. М., Гидрометеоиздат, 1959.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 7 июля 1961 г.

ОБ ОДНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ЯВЛЕНИИ В АКУСТИКЕ

Н. С. Степанов

При анализе нелинейного взаимодействия акустических волн обычно ограничиваются решением линеаризованных уравнений первого и второго приближения [1,2]. Заслуживает внимания также другая постановка задачи: считая параметры среды заданными функциями пространства и времени, рассмотреть, какое влияние оказывает на распространение слабого сигнала их изменение (последнее может быть достигнуто, например, при помощи более мощной «параметрической» волны). В работах [3, 4] рассчитана и измерена фазовая модуляция сигнала в том случае, когда свойства среды можно считать изменяющимися только во времени. Здесь мы рассмотрим распространение плоской волны в идеальной среде, параметры которой зависят от времени и одной пространственной координаты.

Для линеаризации уравнений полагаем, что давление p, плотность ρ и другие зависимые переменные можно представить в виде сумм

$$p = p_m + p_s, \quad \rho = \rho_m + \rho_s, \tag{1}$$

где члены с индексом m — значения указанных величин в отсутствие сигнала, которые мы рассматриваем как известные переменные параметры, а составляющие с индексом s означают малый добавок, соответствующий сигналу. Тогда в переменных Лагранжа a, t из уравнения движения и условия сохранения вещества нетрудно получить уравнения:

$$\frac{\partial p_s}{\partial a} = -\rho_0 \frac{\partial v_s}{\partial t}, \quad \frac{\partial v_s}{\partial a} = -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho_s}{\rho_m^2}\right), \tag{2}$$

где $\rho_0(a)$ — начальное распределение плотности, v_s — добавок к скорости. Линеаризуя же уравнение состояния $p = p(\rho, s)$, где s — энтропия, получаем

$$p_m + p_s = p(\rho_m, s_m) + \left.\frac{\partial p}{\partial \rho}\right|_{\rho=\rho_m} \cdot \rho_s, \tag{3}$$

откуда $p_s = c^2 \rho_s$, где величину $c^2 = \partial p / \partial \rho_m$ тоже считаем заданной функцией a и t. Исключая ρ_s из (2), получим систему двух уравнений с переменными коэффициентами:

$$\frac{\partial p_s}{\partial a} = -\rho_0 \frac{\partial v_s}{\partial t}, \quad \frac{\partial v_s}{\partial a} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho_0}{c^2\rho_m^2} p_s\right), \tag{4}$$

которая аналогична уравнениям длинной линии с переменной погонной емкостью и не зависящей от времени индуктивностью, причем аналогами напряжения, в линии V, тока I, погонной индуктивности L, емкости C здесь соответственно являются составляющая давления p_s, составляющая скорости v_s, начальная плотность ρ_0 и величина $\rho_0 / c^2\rho_m^2$.

Исследованию линии с переменными параметрами посвящен ряд работ, например [5—7]; известно, что в подобных системах возможно усиление и преобразование спектра сигнала. Приведем здесь лишь случай, когда параметр $n = \rho_0 / c\rho_m$ (величина, обратная скорости в лагранжевых переменных) изменяется по закону

$$n = n_0\left[1 + m\cos\Omega\left(t - \frac{a}{u}\right)\right], \tag{5}$$

причем $n_0 = 1/u$. Пусть входной сигнал задан в виде

$$p_s(0, t) = z_{\text{в}}(0, t) \cdot v_s(0, t) = p_0 \cos\omega_0 t, \tag{6}$$

где $z_{\text{в}} = \rho_m c = \rho_0 / n$ — «волновое сопротивление» среды. При $m \ll 1$, $\Omega \ll \omega_0$ (точ-