

4. Крылов В. В., Пономарев Е. П. Акустическое излучение, сопровождающее возникновение поверхностных микротрещин.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 2, с. 211—217.  
 5. Egle D. M., Brown A. E. A note on pseudo — acoustic emission sources.— J. Testing and Evaluation, 1976, v. 4, № 3, p. 196—199.

Московский государственный университет  
 им. М. В. Ломоносова, Физический факультет

Поступило в редакцию  
 25.XII.1984

УДК 534.2

## НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Фридман В. Е.

В изотермической среде звуковые волны распространяются по прямолинейным траекториям, поскольку неоднородность плотности не влияет на лучевую траекторию. Прямолинейность лучей не сохраняется при распространении в такой среде нелинейной волны, имеющей резкий ударный фронт, поскольку скорости различных участков фронта различны из-за их зависимости от плотности среды. Участки фронта, находящиеся в области пониженной плотности, двигаются быстрее участков, проходящих область повышенной плотности, и в сторону этой области начнет отклоняться лучевая траектория. Рассмотрим этот эффект на примере изотропного сферического импульса, возбуждаемого в атмосфере вблизи земной поверхности. При распространении ударной волны вдоль луча, направленного вверх, в сторону уменьшения плотности, луч будет испытывать поворот, после которого он возвратится на уровень излучателя. Если учесть последующее отражение от земной поверхности и следующий лучевой цикл, включающий точку поворота, то видно, что рефракция формирует приповерхностный канал для ударной волны. Это происходит аналогично формированию звукового канала в полуограниченной среде с нарастанием скорости звука от границы.

Сделаем простые оценки для первоначально сферической ударной волны малой амплитуды, распространяющейся в среде с переменной плотностью. Будем рассматривать ударную волну в форме достаточно длинного треугольного импульса, для которого можно пренебречь нелинейной деформацией профиля на длине лучевого цикла; при этом параметры ударной волны будут определяться только плотностью среды и площадью поперечного сечения лучевой трубки [1]

$$M \sim (\rho S)^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  и  $S$  — плотность среды и площадь поперечного сечения лучевой трубки,  $M$  — число Маха на фронте ударной волны. Скорость слабой ударной волны

$$c(z) = c_0 \left( 1 + \frac{\alpha}{2} M \right), \quad (2)$$

из-за нелинейной поправки  $\alpha M/2$ , где  $\alpha$  — параметр нелинейности среды ( $\alpha M \ll 1$ ), зависит от координаты в соответствии с соотношением (1). Поэтому лучевая траектория ударной волны будет изгибаться, как для звука в неизотермической среде. Строго говоря, для решения такой задачи необходимо рассмотреть самосогласованную систему уравнений [2], которая описывает изменение числа Маха и площади поперечного сечения лучевой трубки при распространении ударной волны вдоль формируемой ею трубки. Пока имеются отдельные решения этой системы, описывающие ударные волны только в однородной среде. Для оценки поворота луча в плоскостной среде воспользуемся законом рефракции  $\cos \theta / c(z) = \cos \theta_0 / c_0$  ( $\theta$  — угол между лучом и горизонтальной осью), который является следствием общих уравнений (см. [1, 2]), когда в первоначально сферически расходящейся ударной волне площадь лучевой трубки меняется много медленней, чем плотность среды. Использование закона рефракции дает то, что поворот лучевой траектории в среде с переменной плотностью произойдет на высоте  $z_n$ , определяемой выражением

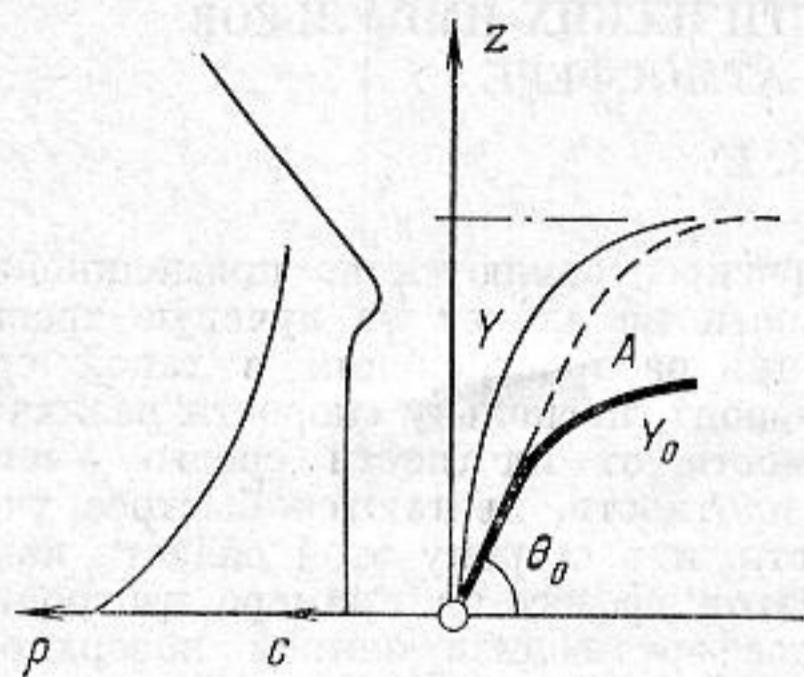
$$M(z_n) = \frac{2}{\alpha} [\cos^{-1} \theta_0 - 1]. \quad (3)$$

При малых углах выхода луча ( $\theta_0 \approx \sqrt{\alpha M}/2$ ) ударная волна поворачивает на небольшой высоте  $z_n$  и остается малой по величине.

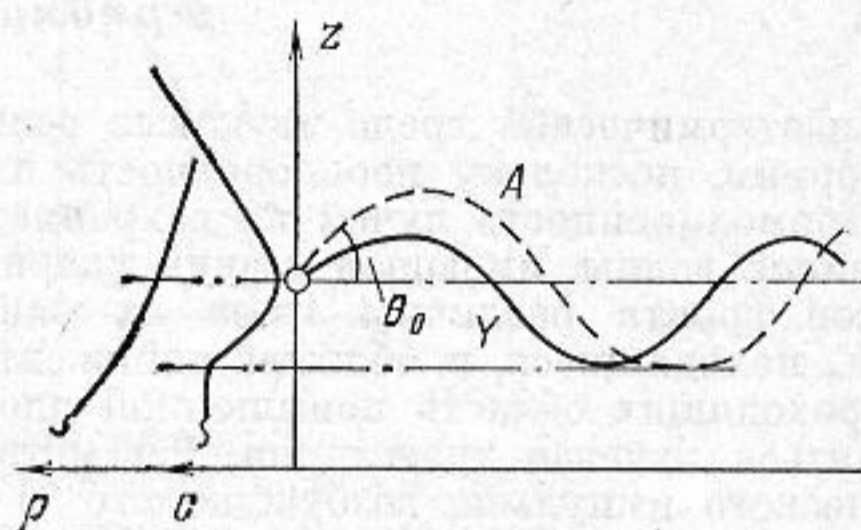
При больших углах выхода луча ударная волна, распространяющаяся в сторону уменьшения плотности, заворачивает на большой высоте и становится сильной (при этом выражение (2), строго говоря, неприменимо). В этом случае лучевая траектория попадает в зону слабой неизотермичности, где медленно (по сравнению



с уменьшением плотности) изменяется скорость звука. Земная атмосфера, начиная с высоты порядка 100 км, имеет слабый звуковой канал, выше которого скорость звука монотонно нарастает [3]. Поскольку скорость звука меняется незначительно, ударная волна, вышедшая под большими углами  $\theta_0$ , будет рефрагировать раньше звуковой волны из-за дополнительной нелинейной рефракции. Следовательно, ударные волны будут поворачиваться неизотермическими слоями более эффективно, чем звук. При этом с ростом начальной амплитуды ударной волны будут поворачиваться лучи, выходящие под все большими углами  $\theta_0$ . Этот эффект необходимо учитывать в задачах воздействия на ионосферу мощными акустическими сигналами от приземного источника: нелинейная рефракция не позволяет увеличивать звуковую энергию в верхней части атмосферы в том же темпе, в котором нарастает начальная амплитуда. Действительно, до заданной высоты доходят акустические волны, излучаемые в некотором конусе углов; ударные волны достигают этой высоты в меньшем угловом диапазоне, поскольку, выходя под большими углами, они заворачивают не достигая заданной высоты (фиг. 1).



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Траектории акустического луча (A) и луча ударной волны (Y), достигающих заданной высоты. Ударная волна (Y), выходящая под тем же углом  $\theta_0$ , что и акустическая, поворачивается на меньшей высоте

Фиг. 2. Акустический луч (A) и луч ударной волны (Y), захваченные звуковым каналом. Предельный угол  $\theta_0$  выхода луча ударной волны меньше, чем для акустического луча

Рассмотрим в заключение проявление нелинейной рефракции при распространении ударной волны в зоне звукового канала. Возьмем источник, находящийся вблизи оси звукового канала. Слабая неизотермичность формирует линейно-лучевую структуру в канале. При распространении ударной волны эта картина искажается из-за нелинейной рефракции, вызванной в основном резким изменением плотности в зоне канала (нелинейная рефракция, вызванная слабым изменением скорости звука, незначительна). При этом точки поворота луча смещаются вниз, в сторону большей плотности, причем уменьшение высоты точек поворота усиливается с ростом начальной амплитуды ударной волны (фиг. 2). Поскольку нижняя граница канала (с изотермической атмосферой) остается неизменной, понижение верхних точек поворота приводит к уменьшению ширины канала. При этом предельный угол  $\theta_0$ , под которым канал захватывает лучи, уменьшается. Следовательно, канал захватывает энергию ударной волны в меньшем угловом диапазоне, чем звуковую энергию.

Автор выражает признательность Л. А. Островскому за обсуждение предложенной здесь проблемы и благодарит А. М. Лернера, В. В. Гуцина и Е. Н. Пелиновского за полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
2. Фридман В. Е. Саморефракция слабых ударных волн. — Акуст. журн., 1982, т. 28, № 4, с. 551–559.
3. Атмосфера стандартная: Параметры. М.: Изд-во стандартов, 1981. 197 с.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступило в редакцию  
15.X.1984