

## Об особенности нелинейного акустического механизма в медицине

Н.П.Заграй

Технологический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет» в г. Таганроге

Тепловой механизм влияния акустической волны на биоткани важен и требует досконального изучения. Для однофазной однокомпонентной термодинамической системы (или физически однородной многокомпонентной системы постоянного состава), находящейся в равновесии, на которую не действуют иные силы, кроме равномерно распределенного внешнего давления термодинамическое тождество принимает вид  $dU = Tds - PdV$ . Для идеальной жидкой среды без вязкости и теплопроводности энтропия  $S$  во всем пространстве, занятом непрерывно движущейся жидкостью, постоянна (изоэнтропическое движение), а внутренняя энергия жидкости изменяется только в результате адиабатического сжатия при  $S = const$  следует  $dU = -PdV$ . Если учесть, что  $V = m/\rho$ , для постоянной массы с изменяющимся объемом величина будет уже в виде  $dU = mPd\rho/\rho$ . Отсюда закон сохранения энергии для жидких сред без вязкости и теплопроводности выражается как  $du = dU/m = Pd\rho/\rho^2$ , где  $u = U/m$  - внутренняя энергия единицы массы жидкости.

Для идеальной среды без вязкости и теплопроводности изоэнтропический характер движения имеет место до тех пор, пока в среде не образовались сильные разрывы, т.е. для всех случаев, которые представляют практический интерес в нелинейной акустике, где обычно рассматриваются только слабые или малые разрывы [1]. Строгое объяснение явлений возникновения ударных волн, представляющих собой поверхности разрыва параметров состояния газа и скорости колебаний его материальных частиц, принадлежит Риману [2]. На основании рассмотрения физических процессов для ударных волн следует объяснение причин их возникновения. Возникающие при генерации акустических волн возмущения среды будут распространяться уже как упругие (акустические) волны. Таким образом, распространение возмущений можно рассматривать как совокупность непрерывно следующих друг за другом звуковых волн, причем каждая последующая волна перемещается по среде, возмущенной предыдущими волнами. Но в рассматриваемом адиабатическом и изоэнтропическом движении сжатие среды сопровождается увеличением температуры, а скорость распространения возмущений возрастает с температурой. Отсюда следует, что каждая последующая волна будет перемещаться относительно невозмущенной среды быстрее, чем предыдущая. Волны будут догонять друг друга, складываться и образовывать одну, обладающую конечной интенсивностью, волну сжатия (ударную волну). Наличие такого скачкообразного изменения параметров среды - в действительности очень резкого, их изменения на участке длины, равной по порядку пути свободного пробега молекулы - указывает на протекание внутреннего молекулярного процесса, связанного с переходом кинетической энергии упорядоченного течения газа в кинетическую энергию беспорядочного теплового течения молекул. Отсюда разогрев газа при прохождении его из невозмущенной области перед фронтом ударной волны в область возмущенного движения за фронтом ударной волны. Повышение средней квадратичной скорости пробега молекул вызывает также возрастание давления и плотности газа при прохождении его сквозь фронт ударной волны. При выборе системы координат, движущейся вместе с ударной волной, получаем неподвижную ударную волну, плоскость которой перпендикулярна к направлению распространения и является прямым скачком уплотнения. Данный процесс описывается уравнением Гюгонио:

$$\frac{P_1}{P_2} = (\gamma + 1) \rho_2 - (\gamma - 1) \rho_1 / (\gamma + 1) \rho_1 - (\gamma - 1) \rho_2 = (\gamma + 1) \frac{\rho_2}{\rho_1} - (\gamma - 1) / (\gamma + 1) - (\gamma - 1) \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (1)$$

Данное уравнение описывает адиабатический процесс формирования ударной волны в идеальном газе, т. е. адиабатический процесс формирования и распространения в газе конечных по интенсивности возмущений. Если связь между давлением и плотностью в адиабатическом движении жидкости (газа) определяется изэнтропической адиабатой  $P_2/P_1 = (\rho_2/\rho_1)^\gamma$ , то уравнение Гюгонио (1) представляет собой адиабату, отличную от изэнтропической. Эта адиабата является адиабатой Гюгонио или ударной адиабатой в отличие от адиабаты Пуассона.

Для случая прохождения газа сквозь скачок уплотнения оценивают отнесенную к единице массы газа энтропию  $\tilde{S}$ . Выражение для разности энтропий имеет вид [1]

$$\tilde{S}_2 - \tilde{S}_1 = \frac{R}{\gamma - 1} \ln \left[ \frac{P_2}{P_1} \cdot \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma \right], \quad (2)$$

где  $R$  - постоянная величина.

При  $\rho_2/\rho_1 > 1$  из соотношения (6) следует, что эта разность будет положительная, т.е. при прохождении газа (жидкости) сквозь скачок уплотнения энтропия, отнесенная к единице массы газа, будет возрастать. Последнее наблюдается при наличии необратимых процессов преобразования механической энергии в тепловую в замкнутой (адиабатической) системе. Таким образом, прохождение идеального газа (жидкости) сквозь скачок уплотнения не является изэнтропическим процессом, а сопровождается необратимым переходом механической энергии в тепловую.

Ударная адиабата согласно выражению (1), имеет асимптоту  $\rho_2/\rho_1 = \gamma + 1/\gamma - 1$  так как отношение давлений из уравнения Гюгонио при этом обращается в бесконечность.

Отсюда следует важный вывод, что в отличие от обычного адиабатического и изэнтропического сжатия газа, как бы ни было велико сжатие  $P_2/P_1$ , т.е. отношение давлений, газа в ударной волне, созданное ею уплотнение газа  $\rho_2/\rho_1$ , т.е. отношение плотностей, не может превзойти величины  $\gamma + 1/\gamma - 1$ . Так, например, воздух, пройдя сквозь скачок уплотнения, не может повысить свою плотность более чем в шесть раз.

Принципиальное отличие адиабат в том, что процесс распространения волн конечной амплитуды непосредственно связан с сохранением или переходом энергии из одного вида в другой в рассматриваемой термодинамической системе. Построение адиабат как адиабатической (изэнтропической), так и неизэнтропической (ударной), для различных сред в сравнении приведены на рис. 2 и рис. 3.

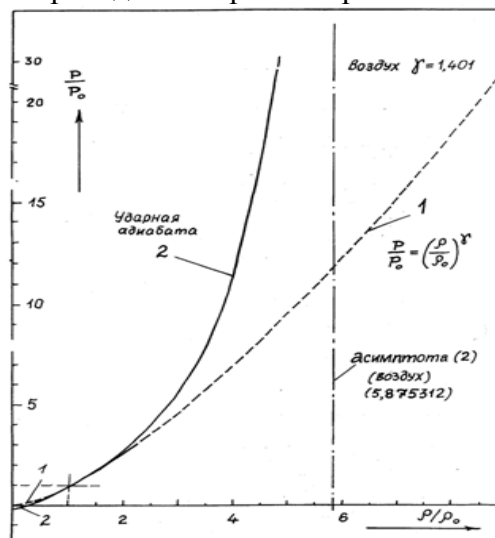


Рисунок 2 - Изэнтропическая и неизэнтропическая ударная адиабаты для воздуха

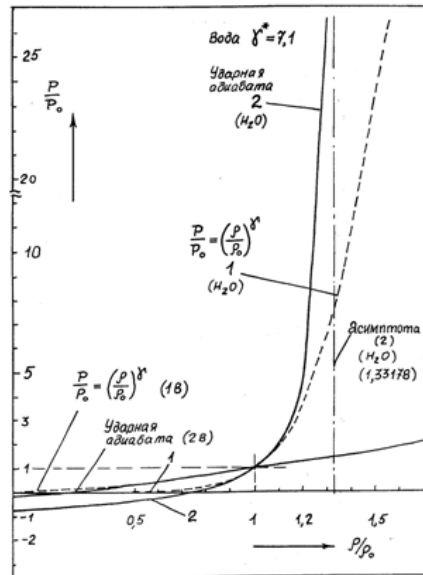


Рисунок 3 - Изэнтропическая и неизэнтропическая ударная адиабаты для воды.

На рис. 2 видно, что существует асимптота  $\rho/\rho_0 = 5,8753$  и имеют место различия кривых ударной и изэнтропической адиабат. Относительно  $P/P_0 = \rho/\rho_0 = 1$  в положительную сторону увеличения  $(P/P_0)^-$  расхождения между ними начинаются при  $\rho/\rho_0 \geq 2$ . Для  $(P/P_0)^-$  в сторону уменьшения такие расхождения начинаются уже при  $\rho/\rho_0 \leq 1,25$ . Несимметричность адиабат при  $(P/P_0)^+$  и  $(P/P_0)^-$  фактически определяет суть среды как разномодульной (билинейной).

Для жидкостей (в частности - воды) (рис.3) подобная зависимость также имеет аналогичные отличия, однако при меньших величинах  $\rho/\rho_0$  как в положительном, так и отрицательном изменениях. Таким образом, при  $(\rho/\rho_0)^+ \geq 1,1$  и  $(\rho/\rho_0)^- \leq 0,05$  соответственно будет проявляться асимметричность кривой состояния (адиабаты).

Сравнение адиабат как для воды, так и для воздуха показывает, что при малых изменениях  $P - P_0/P_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma - 1$  для воды будут проявляться нелинейные эффекты, тогда как для воздуха - это практически линейные зависимости для таких величин  $\rho/\rho_0$ . Сравнение всех адиабат показывает и определяет диапазон и степень возможных проявлений как нелинейных так и тепловых эффектов от условий малых возмущений до ударных возмущений, как предельных случаев изменений давлений в жидкостных материальных сплошных средах [3]. Последнее важно как для акустики, так и медицинской практики в применении ультразвука различной интенсивности.

#### Список литературы:

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, ГРФМЛ, 1987. 840 с.
2. Ультразвук в медицине. Физические основы применения / Под ред. К.Хилла, Дж. Бэмбера, Г.тер Хаар Пер. с англ. под ред. Л.Р.Гаврилова, В.А.Хохловой,
3. Сапожкова О.А.- М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.- 544 с. – ISBN 978-5-9221- 0894
4. Заграй Н.П. Нелинейные акустические параметры и динамика нелинейных процессов: Уч.пос. Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2002. 68 с.

