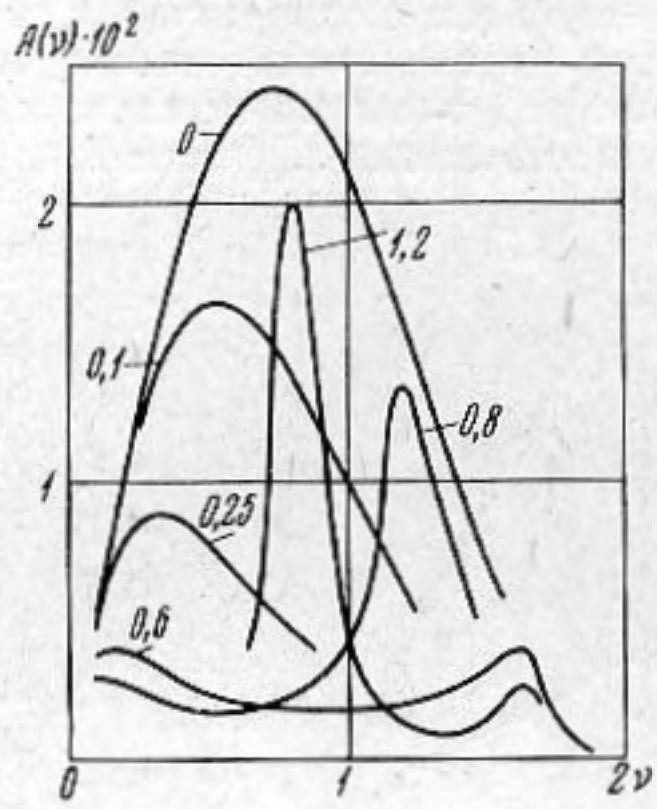
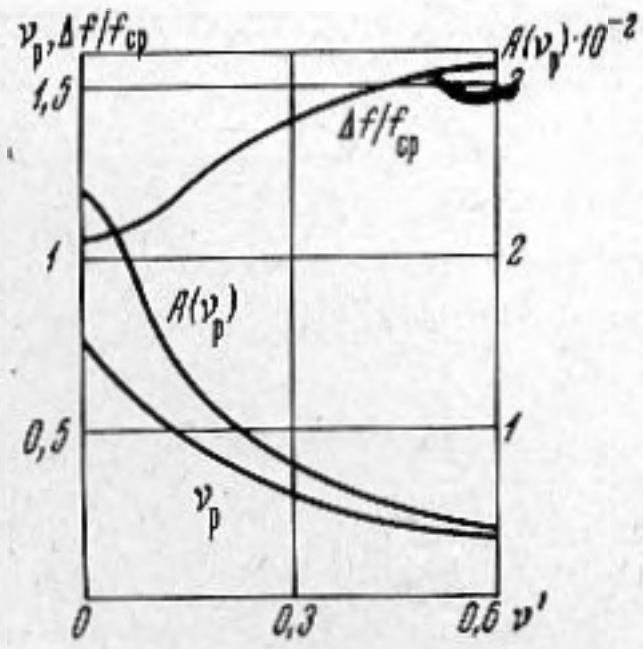
Полоса пропускания в этом случае составляет 105%, резонансная частота ν_p равна 0,75. Как видно из кривых фиг. 2, с увеличением толщины склеивающего слоя резонансная частота линии задержки смещается в сторону более низких частот, коэффициент передачи уменьшается, полоса пропускания увеличивается. Заметим, что согласно работам [1—3] при наличии склеивающих слоев (с волновым сопротивлением, меньшим волнового сопротивления преобразователя, звукопровода и нагрузки), расположенных с обеих сторон преобразователей, перечисленные характери-



Фиг. 2



Фиг. 3

стики изменяются в противоположную сторону. При $\nu' \sim 0{,}5$ на амплитудно-частотной характеристике возникает второй максимум, расположенный в области более высоких частот по сравнению с первым. При дальнейшем увеличении ν' появляются новые максимумы, однако, полоса пропускания вблизи дополнительных максимумов значительно меньше, чем вблизи первого. Зависимость резонансной частоты ν_p, относительной полосы пропускания $\Delta f / f_{ср}$ и коэффициента передачи на резонансной частоте $A(\nu_p)$ от ν' представлены на фиг. 3.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что линии задержки с диффузионными преобразователями должны обладать большей полосой пропускания по сравнению с линиями, использующими в качестве преобразователей пьезоэлектрические пластины. Оптимальным выбором толщины склеивающего слоя можно расширить полосу пропускания до $130 \div 150\%$ при допустимом уменьшении коэффициента передачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Гончаров. К теории преобразователей. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 37—46.
2. К. С. Александров, Л. С. Гуровиц, Е. И. Каменский. О влиянии согласующего слоя на частотные характеристики ультразвуковых линий задержки. Акуст. ж., 1960, 6, 2, 171—179.
3. А. Г. Соколинский, Ю. М. Сухаревский. Магниевые ультразвуковые линии задержки. М., «Сов. радио», 1966.

Новосибирск

Поступило в редакцию
27 октября 1969 г.

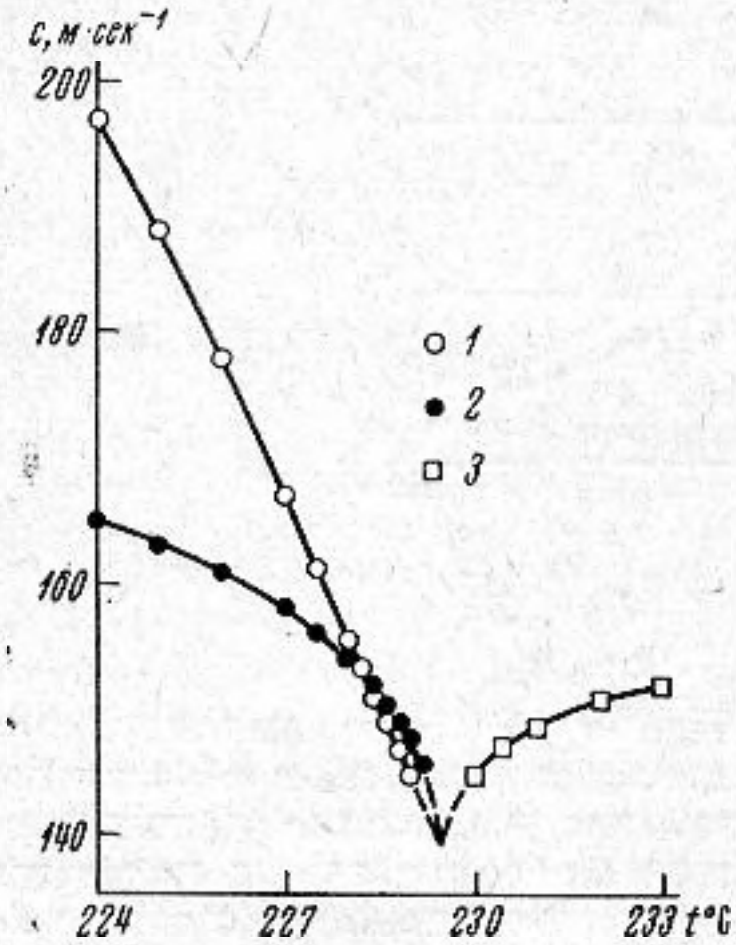
УДК 534.2

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В СМЕСЯХ ГЕКСАН — ЭТАНОЛ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

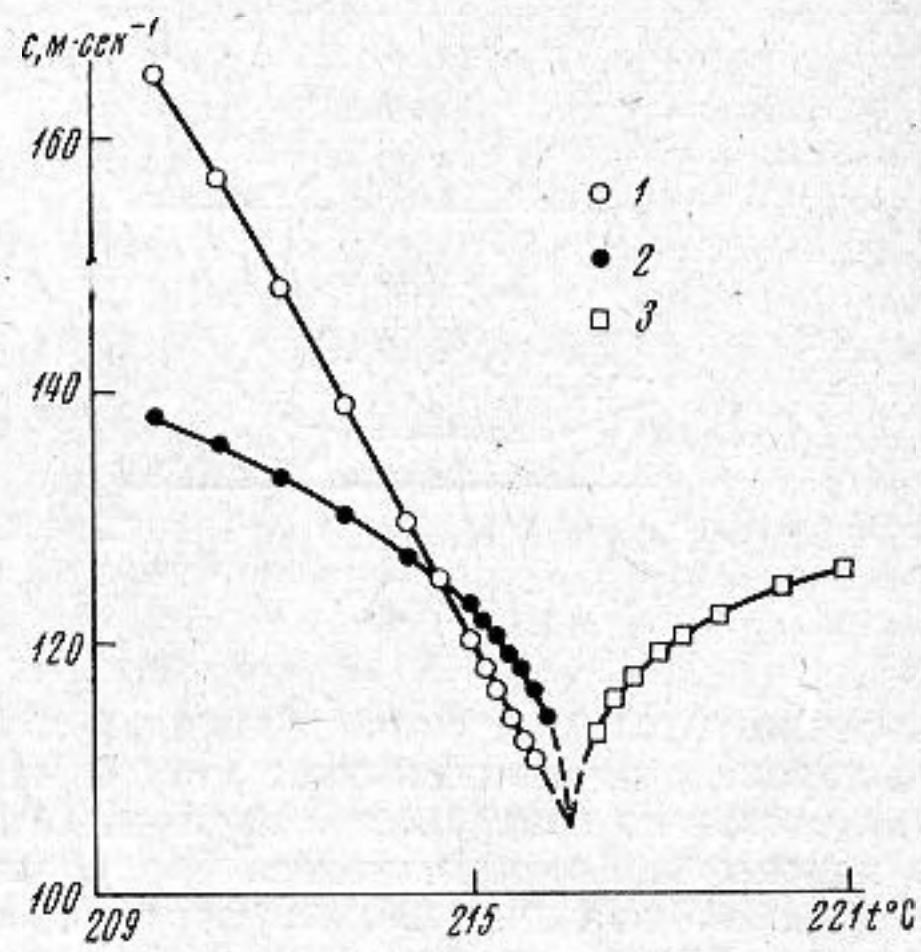
В. Ф. Ноздрев, Ф. Ташмухамедов

Изучению распространения ультразвуковых волн в чистых жидкостях и смесях на линии насыщения посвящен целый ряд исследований. Результаты их показывают, что скорость распространения ультразвуковых волн в жидкостях и насыщенных парах с повышением температуры уменьшается, причем все быстрее по мере приближения к критической температуре, а скорость ультразвука в перегретом паре на

критической изохоре с ростом температуры увеличивается, и все три кривые стремятся к общему минимуму при критической температуре. При этом важно заметить, что по результатам большинства исследований значение скорости звука в жидкости при данной температуре превышает соответственное значение скорости звука в насыщенном паре при той же температуре во всей области двухфазных состояний системы жидкость — пар. В шестифтористой сере, по наблюдениям Шнайдера [1] эта закономерность имеет место только до температуры 0,5° ниже критической, а далее, вплоть до критической температуры, скорость звука в насыщенных парах становится больше скорости звука в жидкости. Результат, полученный Шнайдером, длительное время был под сомнением, поскольку другие исследователи не наблюдали такого явления. В последнее время появился ряд экспериментальных [2—4] и теоретических работ [5, 6], подтверждающих существование эффекта Шнайдера.



Фиг. 1



Фиг. 2

Мы изучали скорость распространения ультразвуковых волн в гексане, этаноле и их смесях на частоте 3 *Мгц*. Скорость звука измерялась оптическим методом, основанным на явлении дифракции света на ультразвуковой волне. Измерение скорости звука проводилось в условиях динамического равновесия по линии насыщения, включая критическую область.

При проведении эксперимента особое внимание было уделено критической области. В этой области получено большое число экспериментальных точек. Около критической точки измерения велись через 0,2°. Каждое измерение повторялось 6—10 раз и находился средний результат. Отклонение результатов отдельных измерений от среднего значения около критической точки достигало 1,2%. Термостатирование автоклава осуществлялось с точностью 0,02°.

Некоторые результаты определения зависимости скорости звука от температуры вблизи критической точки в смеси гексана и этанола приведены на фигурах: для смеси, содержащей 20% гексана на фиг. 1, для 60% гексана — на фиг. 2. На фигурах использовали следующие обозначения: *1* — жидкость, *2* — насыщенный пар, *3* — перегретый пар.

Наши измерения показали, что во всех исследованных нами смесях и в гексане обнаружен эффект Шнайдера. Кривые $c(t)$ в жидкой и паровой фазах на 1,5—2,4° ниже критической точки пересекаются. При дальнейшем повышении температуры скорость звука в насыщенном паре превышает скорость звука в жидкости. Превышение достигает 4,4% в смеси 20% этанола — 80% гексана, 5,5% в смеси 40% этанола — 60% гексана; 3% в смеси 60% этанола — 40% гексана; 2,2% в смеси 80% этанола — 20% гексана. Это выходит за пределы ошибок эксперимента.

Как видно из приведенных данных, с увеличением доли гексана в смеси его с этанолом максимальное превышение скорости звука в паровой фазе сравнительно с жидкой сначала растет и достигает максимального значения при концентрации 60% гексана в этаноле, однако при дальнейшем увеличении концентрации гексана в этаноле разность в скорости в паровой фазе и в жидкой уменьшается. Полученным нами результатам дается объяснение с термодинамической точки зрения в теоретических работах Глинского [5] и Радовского [6].

Тщательный анализ результатов наших измерений и работ других исследователей [1—4] позволяет сделать предположение о том, что эффект Шнайдера, т. е. превышение скорости ультразвука в паровой фазе по сравнению с жидкой вблизи критической точки, есть проявление индивидуальных свойств веществ.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. G. Schneider. Sound velocity and sound Absorption in the critical temperature region. Canad. J. Chem., 1951, **29**, 3, 243—252.
2. H. Tanneberger. Eine Untersuchung des kritischen Zustandes mit Ultraschall. Z. Phys., 1959, **153**, 4, 445—457.
3. Ю. С. Трелин. Исследование скорости распространения ультразвуковых волн в двуокиси углерода в области жидкого и газообразного состояния. Сб. «Применен. ультраакуст. к исслед. вещества», 1961, 13, 123—138.
4. В. Ф. Ноздрев, Н. Г. Степанов. О пересечении кривых скорости ультразвука в жидкости и насыщенных парах вблизи критической точки. Акуст. ж., 1967, **13**, 4, 631—632
5. А. А. Глинский. Об одном акустическом эффекте в системе жидкость — пар вблизи критической точки. Акуст. ж., 1965, **11**, 1, 110—112.
6. И. С. Радовский. О температурной зависимости скорости звука в насыщенных парах и жидкой фазе вблизи критической точки. Пр. мех. и техн. физ., 1967, **3**, 143—145.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию 27 апреля 1970 г.

УДК 534.222

О ВЫНУЖДЕННОМ ЗВУКОВОМ РАССЕЯНИИ НА ВИХРЕВЫХ ВОЛНАХ

Н. И. Пушкина, Р. В. Хохлов

Анализ уравнений гидродинамики показывает, что в вязкой теплопроводящей сжимаемой среде в линейном приближении могут существовать три независимые типа колебаний: обычные звуковые волны, энтропийные волны и волны завихренности [1, 2]. Если интенсивность какого-либо из этих возмущений перестает быть малой, то возможно появление ряда нелинейных эффектов, представляющих собой различные взаимодействия между указанными тремя типами возмущений. К таким эффектам относятся аэродинамическая генерация звука, акустический ветер, искажение формы профиля звуковой волны (см., например, работу [3]), рассеяние звука на температурных волнах [4] и т. д. Хорошо изученным является также спонтанное рассеяние звука на завихренности (турбулентности), создаваемой потоками воздуха в атмосфере [5—7]. Ниже мы рассматриваем вынужденное рассеяние звука на волнах завихренности в газах и жидкостях.

При решении задачи мы исходим из нелинейных звукового уравнения и уравнения для вихревой моды [1, 2], считая, что звук распространяется адиабатически:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 P}{dt^2} - c_0^2\nabla^2 P - \dfrac{4}{3}\nu_0 \dfrac{\partial}{\partial t}\nabla^2 P = -\nabla\mathbf{f} + \left(\dfrac{\partial}{\partial t} - \dfrac{4}{3}\nu_0\nabla^2\right)\dfrac{m}{\rho_0}, \\ \dfrac{\partial\Omega}{\partial t} - \nu_0\nabla^2\Omega = [\nabla\mathbf{f}]. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь $P = p' / \gamma p_0$, где p', p_0 — звуковое и равновесное давления (индекс 0 везде относится к равновесным значениям); γ есть отношение теплоемкостей C_p / C_v в случае идеального газа и $\gamma \equiv \Gamma$ в случае жидкостей, где Γ — параметр эмпирического уравнения Тэта: $p = p_0(\rho / \rho_0)^\Gamma$ [2]; c_0 — скорость звука; $\nu_0 = \mu_0 / \rho_0$ — кинематическая вязкость; сдвиговая вязкость μ предполагается зависящей от температуры: $\mu = \mu_0 + d\mu$;

$$d\mu = \left(\frac{d\mu}{dT}\right)_{T_0} dT = \left(\frac{d\mu}{dT}\right)_{T_0} \cdot \frac{T_0\alpha\gamma p_0}{C_p\rho_0} P;$$

где α — коэффициент теплового расширения. (В дальнейшем введем обозначение: $A = \left(\dfrac{d\mu}{dT}\right)_{T_0} \cdot \dfrac{T_0\alpha\gamma p_0}{c_p\rho_0}$; в идеальном газе $A = \left(\dfrac{d\mu}{dT}\right)_{T_0} T_0(\gamma - 1)$);

$$\mathbf{f} = -P\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} - (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} - \frac{2}{3}\nabla\left[\frac{d\mu}{\rho_0}(\nabla\mathbf{V})\right] + \nabla\left[\frac{d\mu}{\rho_0} def\,\mathbf{V}\right];$$

$\mathbf{V}$ — гидродинамическая скорость;

$$\frac{m}{\rho_0} = -\nabla(P\mathbf{V}) + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}P^2(\gamma - 1); \quad \Omega = [\nabla\mathbf{V}].$$