

Отсюда следует, что ε_j имеет порядок первого члена правой части равенства (24), деленного на $\operatorname{ch} \frac{1}{2}M$. Так как M велико, то, пренебрегая ε_j и подставляя (24) в (23), получим тождество, что и требовалось доказать. Таким образом, при больших M выражения для коэффициентов c_j и b_j в решении (8) можно записать в виде

$$c_j = \frac{16M^2(2j-1)\pi(-1)^j}{[9M^2 + (2j-1)^2\pi^2][M^2 + (2j-1)^2\pi^2]} \operatorname{ch} \frac{3M}{2}$$

$$b_j = -\frac{16M^2 2j\pi(-1)^j}{(9M^2 + 4j^2\pi^2)(M^2 + 4j^2\pi^2)} \operatorname{ch} \frac{3M}{2}$$

Полученные значения коэффициентов c_j и b_j свидетельствуют о том, что примерно $j = \frac{1}{2}(M+1)$ первых коэффициентов растут линейно с номером j . Убывание этих коэффициентов начинается со значений j , сравнимых с $\frac{1}{2}(M+1)$. Это свойство рядов характерно вообще для краевых задач, поставленных для уравнений, имеющих малый параметр при старших производных, что сопровождается некоторыми вычислительными трудностями.

Указанные трудности в значительной степени могут быть преодолены при помощи метода Г. А. Гринберга [4].

Поступила 26 VI 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. У ф л я н д Я. С. Установившееся течение электропроводной жидкости в прямоугольном канале при наличии поперечного магнитного поля. Ж. техн. физ., 1960, 40, стр. 1256.
2. S h e r c l i f f J. A. Steady motion of conducting fluids in pipes under transverse magnetic fields. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1953, No. 1, 49.
3. Г р и н б е р г Г. А. Об установившемся течении проводящей жидкости в прямоугольной трубке с двумя непроводящимися стенками и двумя проводящими, параллельными внешнему магнитному полю. ПММ, 1961, т. XXV, вып. 6.
4. Г р и н б е р г Г. А. О некоторых случаях течения проводящей жидкости по трубам прямоугольного сечения, находящимся в магнитном поле. ПММ, 1961, т. XXVI, вып. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В АРГОНЕ НА ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ

И. С. Радовский

(Москва)

Измерениям скорости звука в сжиженном аргоне при низких температурах посвящено несколько работ. Однако для кривой фазового равновесия «жидкость — пар» в литературе имеется лишь несколько значений скорости звука, полученных экспериментально вблизи точки затвердевания [1, 2].

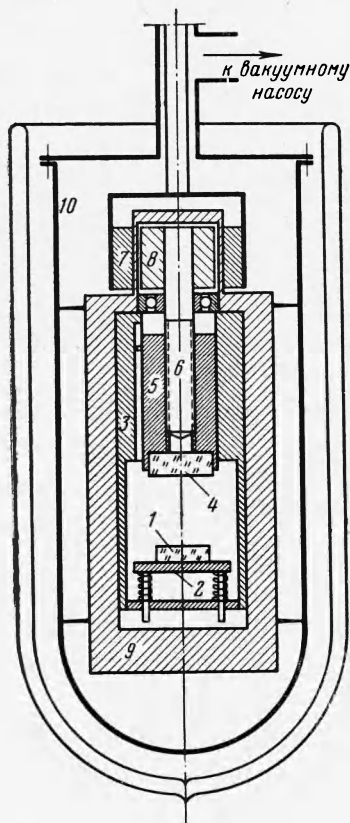
Практически данные о скорости звука в аргоне на линии насыщения до настоящего времени отсутствуют.

Автором были проведены систематические измерения скорости звука в паровой и жидкой фазах аргона на кривой фазового равновесия при температурах от 83.94 до 150.65° К, т. е. от тройной точки до критической. Для осуществления этих измерений была создана экспериментальная установка, в основу которой положен метод акустического интерферометра с переменным расстоянием между излучателем ультразвука и отражателем. Теория метода подробно описана в литературе [3, 4].

Схема примененного интерферометра представлена на фиг. 1. Основные детали интерферометра: излучатель ультразвука 1 (кварцевая пластинка X-среза с собственной частотой колебаний около 500 кГц), кварцедержатель 2, направляющий стакан 3, отражатель 4, гайка 5 и микрометрический винт 6 с шагом резьбы 0.5 мм, при вращении которого осуществляется вертикальное перемещение отражателя. Передача вращающего момента к микрометрическому винту от реверсивного двигателя осуществляется бессальниковой магнитной муфтой, состоящей из постоянного магнита 7 и якоря 8. Корпус интерферометра 9 выполнен в виде толстостенного медного блока, что способствует быстрому выравниванию температуры в интерферометре.

Конструкция установки предусматривает сведение к минимуму теплообмена между интерферометром и окружающей средой. Внутри вакуумной рубашки 10, помещенной в открытый сосуд Дюара с жидким азотом, создается вакуум порядка 10^{-5} мм рт. ст. Поэтому потери тепла интерферометром сводятся в основном к лучеиспусканию и составляют незначительную величину. Для их компенсации служат два констан-

тановых нагревателя (основной и регулировочный), намотанных непосредственно на корпус интерферометра. Расчетным, а затем опытным путем было выяснено, что даже при значительных перепадах температуры между интерферометром и кипящим азотом (порядка 100°C) общая мощность нагревателей не превышает 5 вт. Это позволило



Фиг. 1

сравнительно просто и достаточно точно осуществить автоматическое термостатирование интерферометра.

Температура измерялась образцовым платиновым термометром сопротивления на потенциометре ПМС-48 с точностью 0.02°C . Регулирование температуры осуществлялось посредством включения — выключения нагревателя. При этом большая часть теплотеря компенсируется основным нагревателем, включенным постоянно, а на регулировочный нагреватель приходится 5—10% всей мощности. Автоматическое включение и выключение нагревателя осуществляется чувствительным реле РП-5, на обмотку которого подается некомпенсированная часть падения напряжения на термометре сопротивлением Ф-16. Тепловая инерционность такого регулятора вследствие малой мощности нагревателей незначительна, а высокий коэффициент усиления усилителя Ф-16 позволяет замыкать и размыкать контакты реле при изменении измеряемого падения напряжения не более чем на $0.05—0.1\text{ мВ}$. Поэтому, несмотря на простоту регулятора, относительные изменения температуры во время экспериментов не превышали $\pm 0.005^\circ\text{C}$.

Давление в интерферометре измерялось грубопоршневым манометром МП-60 класса 0.05.

Для возбуждения ультразвуковых колебаний кварца использовались усиленные резонансным усилителем сигналы частотомера 121а, которым одновременно измерялась частота колебаний.

Реакция интерферометра при перемещении отражателя регистрировалась фотокомпенсационным усилителем Ф-16 и автоматически записывалась самописцем Н-16. Способ записи реакции представлен в работе [5].

Результаты измерения скорости звука приведены в таблице, а также на фиг. 2. В насы-

щенном паре скорость звука с повышением температуры сначала возрастает и при 124.5°K проходит через максимум. С приближением к критической температуре скорость звука резко уменьшается, достигая минимального значения в критической точке.

В жидкой фазе скорость звука монотонно уменьшается от тройной точки до критической. Уменьшение скорости звука усиливается по мере приближения к критической температуре. В интервале температур от 103 до 121.5°K выявлена линейная зависимость скорости звука в жидкой фазе от температуры

$$c = c_0 (1 - \alpha \Delta T) \quad (c_0 = 746 \text{ м/сек}, \alpha = 0.0114)$$

Линейная зависимость $c(t)$ была получена также другими авторами для многих жидкостей [4, 6]. Отклонение от линейности обнаруживалось лишь в критической области и при приближении к температуре затвердевания. Для аргона линейная зависимость $c(t)$ оказалась справедливой в сравнительно небольшом интервале температур.

При проведении опытов особое внимание было уделено критической области и температурам, близким к температуре затвердевания. В этих областях получено большое число экспериментальных точек. В области, близкой к температуре затвердевания, выявлен аномальный ход кривой скорости звука в жидкой фазе в интервале температур $85.6—85.9^\circ\text{K}$ (фиг. 3). Причиной аномалии являются, по-видимому, структурные изменения, связанные с переходом из жидкого состояния в твердое и сопровождающиеся, возможно, дисперсией скорости звука.

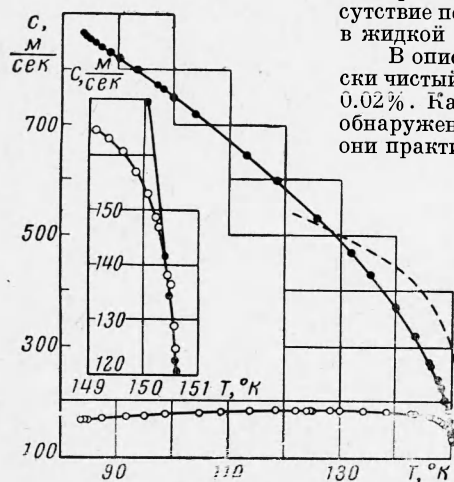
В критической области выяснено взаимное расположение кривых скорости звука в жидкой и паровой фазах. Интерес к этому вопросу вызван тем, что в ряде работ с другими веществами [5, 7] эти кривые получались пересекающимися, т. е. скорость

Таблица

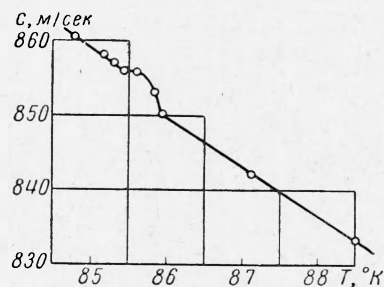
$T, ^\circ K$	$P, \text{кг/см}^2$	$c, \text{м/сек}$	$T, ^\circ K$	$P, \text{кг/см}^2$	$c, \text{м/сек}$	$T, ^\circ K$	$P, \text{кг/см}^2$	$c, \text{м/сек}$
Паровая фаза								
83.94	0.68	168.4	122.00	13.55	185.8	148.72	45.91	167.1
84.11	0.69	168.7	124.24	15.09	186.1	149.12	46.67	164.5
84.40	0.73	168.9	124.48	15.36	186.0	149.36	47.08	162.9
84.86	0.79	169.2	125.16	16.06	185.9	149.61	47.58	160.5
85.36	0.83	169.6	128.40	18.74	185.7	149.84	48.17	156.9
87.37	1.03	171.2	130.00	20.22	185.5	150.07	48.62	153.0
91.81	1.63	174.3	134.44	24.97	184.7	150.20	48.77	148.8
95.24	2.22	176.7	138.39	30.05	183.0	150.25	48.89	146.9
98.92	3.02	178.6	142.97	36.44	180.2	150.43	49.25	138.3
104.96	4.77	181.4	143.20	36.60	179.9	150.48	49.30	136.5
108.85	6.26	182.8	146.40	41.60	175.7	150.56	49.41	129.1
113.87	8.64	184.5	147.40	43.48	173.2	150.59	49.50	124.8
118.29	11.15	185.2	148.04	44.68	170.6	150.62	49.55	120.2
Жидкая фаза								
83.94	—	865.9	93.62	—	798.5	146.40	41.56	268.6
84.12	—	864.9	95.19	—	786.1	146.62	42.02	265.0
84.39	—	863.1	97.16	—	772.5	147.78	44.20	239.8
84.78	—	860.7	97.96	2.77	766.1	148.36	45.30	227.3
85.16	—	858.2	100.16	—	750.8	149.15	46.71	201.5
85.30	—	857.1	103.98	4.40	721.5	149.63	47.79	184.4
85.44	—	856.0	112.75	8.10	647.5	150.05	48.53	169.5
85.62	—	855.9	118.49	11.27	598.6	150.38	49.12	141.5
85.84	—	853.2	125.69	16.30	531.4	150.45	49.30	134.3
85.96	—	850.2	132.03	22.35	466.9	—	—	—
87.14	—	842.1	135.36	26.08	428.8	150.57	—	122.6
88.53	—	833.4	140.07	32.33	369.9	150.61	—	120.7
90.41	—	821.4	143.57	37.25	318.3	150.63	49.60	120.2

звука в жидкой фазе в интервале около 0.5°C от критической точки оказывалась ниже скорости звука в паре. Ю. С. Трелин [8] объясняет это явление влиянием примесей посторонних газов, так как даже незначительное присутствие последних заметно уменьшает скорость звука в жидкой фазе.

В описываемых экспериментах применялся химически чистый аргон с содержанием примесей не более 0.02% . Как видно на фиг. 2, пересечения кривых не обнаружено. В интервале 0.3°C от критической точки они практически совпадают, а дальше расходятся. По-



Фиг. 2



Фиг. 3

лученные результаты в какой-то мере подтверждают предположение Ю. С. Трелина о влиянии примесей.

Суммарная погрешность в большей части опытов не превышала 0.2% .

На фиг. 2 нанесена также кривая скорости звука в жидкой фазе, полученная в диссертации Адхамова (МГУ, 1954) расчетным путем с применением молекулярно-

кинетической теории Боголюбова. Сравнение теоретической и экспериментальной кривых показывает, что результаты расчетов Адхамова качественно правильно отражают температурную зависимость скорости звука в жидкой фазе аргона. Однако количественно расхождение между расчетными и экспериментальными данными достигает более 100%.

Поступила 11 I 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. I t t e r b e e k A., V e r h a e g e n L. Measurement of the sound velocity in liquefied argon and methan. Proc. Phys. Soc. B, 1949, vol. 62, p. 800.
2. I t t e r b e e k A., G r e v e n d o n k W., D a e l W., F o r r e z G. The velocity of the sound in the liquid argon at high pressures. Physica, 1959, vol. 25, No. 12, p. 1255.
3. Б е р г м а н Л. Ультразвук и его применение в науке и технике, ИЛ, 1957.
4. К у д р я в ц е в Б. Б. Применение ультразвуковых методов в практике физико-химических исследований. ГИТТЛ, 1952.
5. Т р е л и н Ю. С. Исследование скорости распространения ультразвуковых волн в двуокиси углерода в области жидкого и газообразного состояния. Сб. «Применение ультразвукустики к исследованию вещества». Изд. МОПИ, 1961, вып. 13.
6. Н о з д р е в В. Ф. Применение ультразвукустики в молекулярной физике. Физматгиз, 1958.
7. T a n n e b e r g e r H. Eine Untersuchung des kritischen Zustandes mit Ultraschall. Z. Phys., 1959, Bd. 153, S. 445.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОПТИМАЛЬНЫЙ СОСТАВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

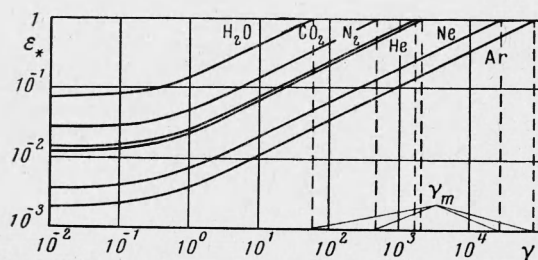
Э. П. Зимин, В. А. Попов (Москва)

В присутствии магнитного поля электропроводность становится функцией напряженности магнитного поля и, кроме того, принимает анизотропный характер.

Для газа Лорентца, согласно Спитцеру [1], закон Ома принимает следующий вид:

$$\frac{\mathbf{j}}{\sigma_0} = \mathbf{E}_0 + \mu_e \mathbf{W} \times \mathbf{H} - \frac{\mu_e}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{H} + \frac{1}{n_e e} \nabla p_e \quad (1)$$

где n_e — концентрация электронов, e — заряд электрона, p_e — электронное давление.



Фиг. 1

Вводя ларморовскую частоту электронов ω и полагая градиент электронного давления равным нулю, уравнение (1) можно преобразовать к виду

$$\mathbf{j} + \frac{\omega \tau}{|\mathbf{H}|} \mathbf{j} \times \mathbf{H} = \sigma_0 \mathbf{E} \quad (2)$$

$$\left(\omega = \frac{e \mu_e H}{m}, \quad \sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau}{m} \right)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mu_e \mathbf{W} \times \mathbf{H}$$

где m — масса электрона, τ — время свободного пробега. Второй

член левой части этого уравнения соответствует эффекту Холла.

Разрешим уравнение (2) относительно $\mathbf{j}$. Для этого умножим его векторно на $\mathbf{H}$

$$\mathbf{j} \times \mathbf{H} + \frac{\omega \tau}{|\mathbf{H}|} [(\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}) \cdot \mathbf{H} - H^2 \mathbf{j}] = \sigma_0 \mathbf{E}_\perp \times \mathbf{H} \quad (3)$$

При этом использовано разложение вектора напряженности электрического поля на две составляющие: $\mathbf{E}_\parallel$ — параллельную вектору напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}_\perp$ — нормальную к нему. Два члена в квадратных скобках получены в результате раскрытия двойного векторного произведения $(\mathbf{j} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}$. Далее, умножая уравнение (2) скалярно на $\mathbf{H}$, находим

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{H} = \sigma_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{E}_\parallel - \frac{\omega \tau}{|\mathbf{H}|} (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{H}$$