АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXII 1976 Вып. 4

УДК 534.833.53

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА, ОБЪЕМНАЯ ВЯЗКОСТЬ И ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИИ В ЖИДКИХ АЗОТЕ И КИСЛОРОДЕ

Б. Г. Дударь, С. А. Михайленко

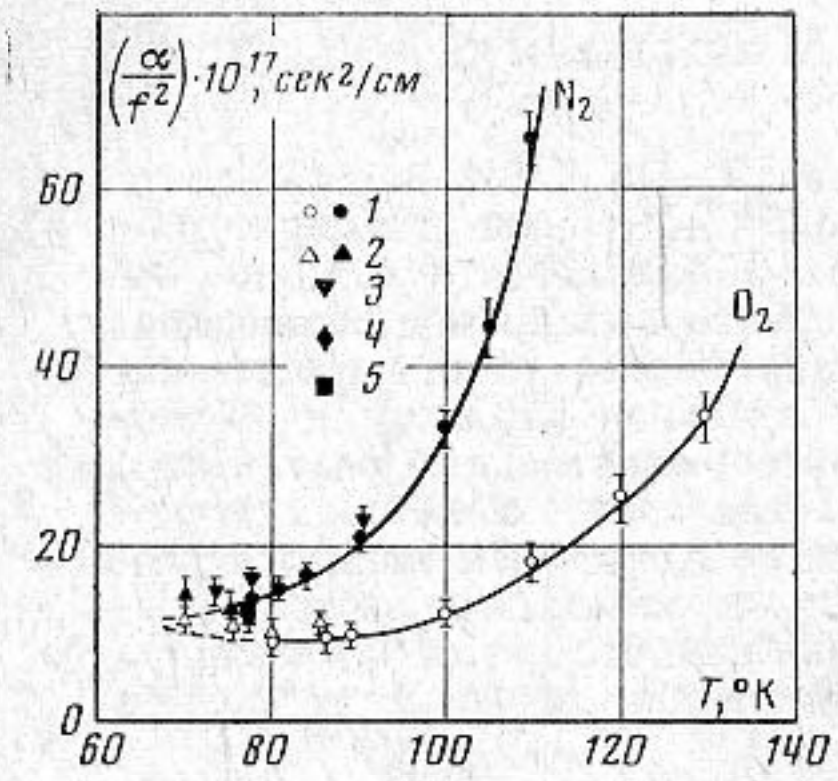
Измерено поглощение звука на частотах 5—145 *Мгц* в жидких азоте и кислороде по линии насыщения в широком интервале температур и вычислены значения объемной вязкости η_v. Показано, что отличие последней от сдвиговой η_s, как и различие характерных времен релаксации соответственных видов деформации, объясняется здесь теми же причинами, что и в одноатомных жидкостях. Колебательная релаксация в данном случае не оказывает влияния на экспериментальные результаты, а наличие вращательных степеней свободы приводит к некоторому ускорению релаксации по импульсам. Интересным следствием является различие соотношения между η_v и η_s у двух- и одноатомных веществ. На основе теории эффективных столкновений показано, что время «забывания» координаты при низких температурах существенно превосходит период между «обычными» столкновениями.

В наших предыдущих работах [1, 2] были изучены коэффициенты поглощения звука (α) и объемная вязкость (η_v) в жидких инертных газах, где молекулярные релаксационные механизмы определяются временной эволюцией функций распределения по координатам ($\mathbf{q}$) и импульсам ($\mathbf{p}$) центров масс частиц. Интерес к изучению этих свойств в простых двухатомных жидкостях обусловлен возможным появлением особенностей, связанных с наличием дополнительных степеней свободы. Литературные данные по α в жидком N_2 [3—5] отрывочны и имеют большой разброс, для жидкого O_2 [3, 5] имеющиеся результаты относятся к весьма узкому интервалу температур (T) и давлений (P). Поэтому измерения во всем интервале температур жидкого состояния представлялись актуальными. Появление новой информации (см. ниже) по равновесным свойствам этих веществ, таким, как плотность (ρ), низкочастотная скорость звука (c), коэффициент теплового расширения (α_p), изотермическая (β_T) и адиабатическая (β_s) сжимаемости, изобарная (C_p) и изохорная (C_v) теплоемкости, и по кинетическим свойствам — сдвиговой вязкости (η_s) и теплопроводности ($\varkappa$) — заставляет также вернуться к оценкам величины η_v, зависимость которой от термодинамических параметров продолжает оставаться неопределенной.

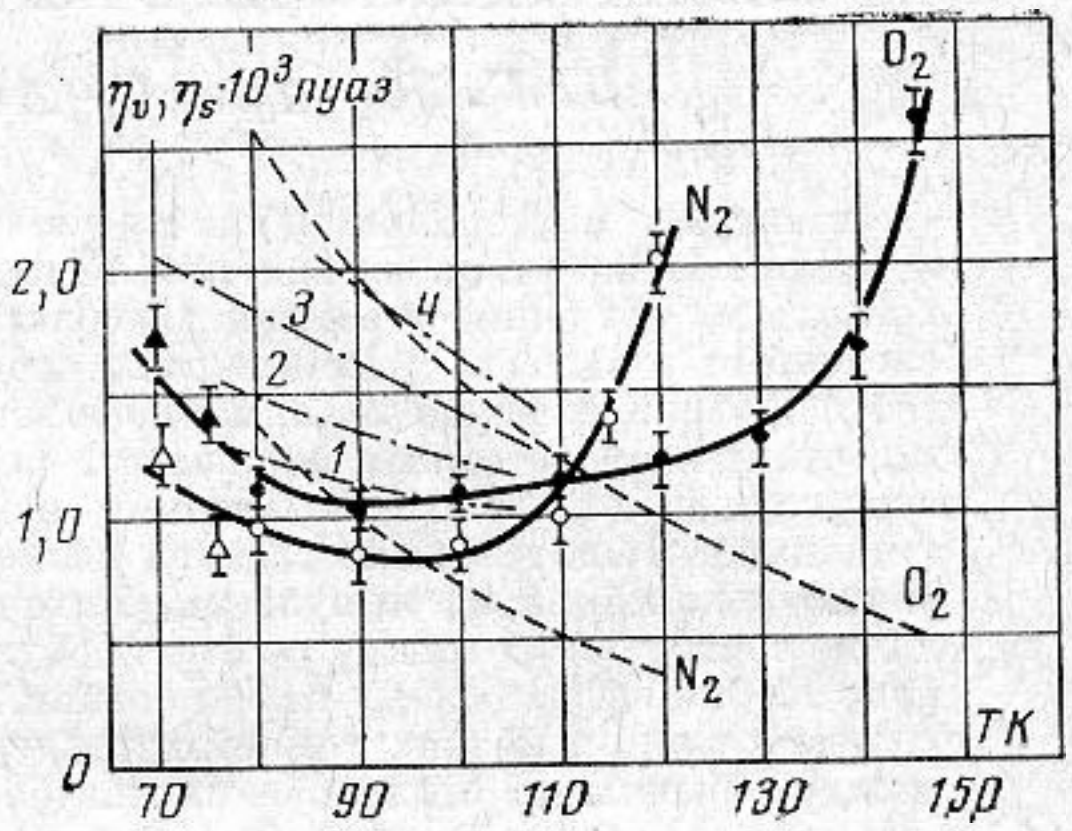
Измерения α проводились вдоль линии насыщения (н) на частотах ($f=\omega/2\pi$) 5—145 *Мгц* импульсным методом. Установка, измерительная аппаратура и методика описаны ранее [1, 6]. Чистота исследуемых образцов была для O_2 99,96% и для N_2 — 99,97%. Точность поддержания температуры составляла $\pm 0{,}05^\circ$ K, погрешность контроля давления была около 0,4%. Основное отличие от методов, описанных в работах [3—5], состояло в возможности широкого варьирования звукового пути (l). Для постоянных T и f зависимость затухания сигнала от l определялась в 5—6 точках и при хорошей юстировке была линейной. Среднеквадратичная погрешность отдельного результата определения α составляла 4—5% с доверительной вероятностью около 95% при 5—6 измерениях. При слабом поглощении эта погрешность несколько возрастала, так что в области низких T и высоких ρ брались результаты только для $f \geqslant 45$ *Мгц*. В табл. 1 приведены значения (α/f^2), усредненные по 4—7 частотам, с указанием средне-

квадратичного разброса: он близок к погрешности измерения на одной частоте. В указанном интервале T эти величины в пределах погрешности не имеют дисперсии. Околокритическая область жидкого азота, где реально наблюдается релаксационный процесс, рассмотрена в работе [7].

На фиг. 1 показаны низкотемпературные участки кривых $\alpha/f^2(T)_н$ для обеих жидкостей. Как видно, в пределах вышеуказанных погрешностей данные разных авторов, относящиеся к довольно широкому диапазону частот ($4\cdot10^7$—$4\cdot10^9$ *гц*) [8], хорошо согласуются, так что вопрос о дисперсии α/f^2 в этой области термодинамических состояний [5], видимо, следует решать отрицательно. Заметим, что и данные по скорости звука в



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Поглощение звука в жидких азоте и кислороде на линии насыщения в низкотемпературной области. *1* – наши данные, *2* – [5], *3* – [4], *4* – [8] 3,2 *Ггц*, *5* – [8] 4,3 *Ггц*

Фиг. 2. Температурная зависимость η_v по линии насыщения для N_2,O_2. Обозначения те же, что и на фиг. 1. Штриховые линии – данные [4] по изобарам: *1* – 8, 6, *2* – 56±3, *3* – 112±4, *4* – 140±10 *атм*. Пунктирные линии – зависимости $\eta_s(T)_н$

жидком N_2, полученные нами в диапазоне частот 45—125 *Мгц* импульсно-фазовым методом, совпадали с результатами интерферометрических измерений [9] на 1 *Мгц* с точностью ошибки эксперимента (0,3—0,4%).

Расчет объемной вязкости проводился по формуле

$$\eta_v = \frac{\rho c^3}{2\pi^2}\left[\left(\frac{\alpha}{f^2}\right)-\left(\frac{\alpha}{f^2}\right)_{кл}\right], \quad (1)$$

где

$$\left(\frac{\alpha}{f^2}\right)_{кл} = \frac{2\pi^2}{\rho c^3}\left[\frac{4}{3}\eta_s + \frac{\gamma-1}{c_p}\varkappa\right] \quad (2)$$

($\gamma=C_p/C_v$). Для жидкого N_2 значения равновесных термодинамических свойств брались на основе $P-V-T$ данных [10—13] ($V=M/\rho$ – мольный объем), c – [9, 14], η_s – по [15], $\varkappa$ – по [12]. Для жидкого O_2 равновесные свойства определялись согласно работе [16], значения η_s и $\varkappa$ – согласно работе [12]. Входные данные и результаты расчета для сглаженных значений T сведены в табл. 2. Погрешность оценки η_v составляет 8—10%, но при близких значениях (α/f^2) и $(\alpha/f^2)_{кл}$ при $T\simeq80$—$90°$ K может достигать 20%. Зависимости $\eta_v(T)_н$ и $\eta_s(T)_н$ для N_2 и O_2 сопоставляются на фиг. 2. Там же приведены низкотемпературные значения η_v, вычисленные на основе литературных данных по α/f^2 [4, 5] для N_2, [5] для O_2 и наших оценок $(\alpha/f^2)_{кл}$. Как видно, для обеих жидкостей функция $\eta_v(T)_н$ в отличие от $\eta_s(T)_н$ проходит через очень пологий минимум, а затем возрастает все более резко по мере приближения к критической температуре ($T_к$), т. е. обнаруживает поведение, качественно подобное наблюдавшемуся в

Таблица 1

$T°$ К	$(\alpha/f^2)\cdot10^{17}$, сек²/см	$T°$ К	$(\alpha/f^2)\cdot10^{17}$, сек²/см	$T°$ К	$(\alpha/f^2)\cdot10^{17}$, сек²/см	$T°$ К	$(\alpha/f^2)\cdot10^{17}$, сек²/см
азот		азот		кислород		**кислород**	
77,6	13,8±0,08	105,0	44,8±2,5	80,2	9,3±0,5	120,0	25,1±1,6
81,0	14,7±1,0	110,1	66,0±3	86,0	9,8±0,5	129,8	38,7±2,1
84,0	16,2±1,2	115,0	125±6	89,3	9,9±0,6	139,9	96±5
90,5	21,0±1,5	120,2	320±10	100,0	12,3±0,7	145,1	202±10
100,1	32,7±2,0			110,1	18,0±1,1	150,1	690±25

Таблица 2

T, °К	ρ, г/см³	c, м/сек	C_p, кал/г °К	γ	$\eta_s\cdot10^3$, пз	$\varkappa\cdot10^4$ кал/см·сек °К	$(\alpha/f^2)_{кл}\cdot10^{17}$ сек²/см	$(\alpha/f^2)\cdot10^{17}$ сек²/см	$\eta_v\cdot10^3$, пз
азот									
80	0,794	831	0,519	1,94	1,40	3,13	10,3	14,4	0,97
90	0,744	717	0,530	2,08	1,01	2,71	13,6	19,5	0,86
100	0,688	603	0,564	2,29	0,75	2,30	19,9	31,2	0,90
110	0,623	475	0,631	2,52	0,56	1,90	34,2	62	0,99
115	0,581	405	0,727	2,83	0,45	1,70	52,6	125	1,40
120	0,527	318	1,14	4,36	0,37	1,47	84	305	2,03
кислород									
80	1,190	986	0,401	1,73	2,56	3,87	7,5	9,1	1,10
90	1,142	905	0,406	1,83	1,97	3,54	7,84	10,2	1,03
100	1,090	823	0,414	1,94	1,54	3,25	8,73	12,3	1,11
110	1,035	732	0,430	2,09	1,23	2,94	11,7	17,4	1,16
120	0,974	643	0,457	2,29	1,01	2,58	15,9	25,1	1,21
130	0,903	542	0,522	2,62	0,79	2,27	23,9	42,0	1,30
140	0,813	422	0,647	3,28	0,62	1,89	44,2	98,0	1,67
146	0,741	338	0,658	4,25	0,50	1,67	89,6	270	2,61

жидком Ar [2]. Штриховыми линиями показан примерный ход изобар $\eta_v(T)_p$ для сжатого жидкого N_2 по данным работы [4] и с найденными нами значениями $(\alpha/f^2)_{кл}$. Видно, что, как и в низкотемпературной области жидкого Ar [2], $(\partial\eta_v/\partial T)_p<0$, η_v и $(\partial\eta_v/\partial T)_p$ возрастают с ростом с P, так что изобары имеют тенденцию к сближению с ростом T и должны пересекаться с пограничной кривой. Функция $\eta_v(T)_\rho$ по данным работы [4] возрастает при высоких ρ, но с уменьшением ρ производная $(\partial\eta_v/\partial T)_\rho$ приближается к нулю в этой области η_v вообще слабо зависит от термодинамических параметров. Таким образом, при $P>P_н$ в исследованном интервале температур поведение η_v подобно поведению η_s и, как показано в работе [2], качественно описывается теорией Грэя — Райса [17]. Область, где эти величины ведут себя существенно по-разному, лежит при более низких ρ, а соответствующие T тем ниже, чем ниже P. Для $P=P_н$ это видно уже при $T/T_к$ около 0,6—0,7.

Феноменологические времена релаксации сдвиговой (τ_s) и объемной (τ_v) вязкостей, которые можно трактовать как времена «затухания» автокорреляторов потока импульса (I) в выражениях

$$\eta_v=\frac{1}{Vk_БT}\int_0^\infty\langle I^{xx}(0)\,I^{yy}(t)\rangle dt, \tag{3}$$

$$\eta_s=\frac{1}{Vk_БT}\int_0^\infty\langle I^{xy}(0)\,I^{xy}(t)\rangle dt \tag{4}$$

($k_б$ – постоянная Больцмана) в экспоненциальном приближении, вычислялись по известным соотношениям [18]

$$(5)\qquad \tau_v = \frac{\eta_v}{(K_\infty - K_0)}, \qquad \tau_s = \frac{\eta_s}{G_\infty}$$

Здесь $K_0 = \beta_s^{-1}$ – равновесный адиабатический модуль, а предельные высокочастотные значения объемного (K_∞) и сдвигового (G_∞) модулей упругости определяются по формулам [18]

$$(6)\qquad K_\infty = \frac{20}{3}\frac{k_б T}{v} + 7P - 8\frac{u}{v},$$

$$(7)\qquad G_\infty = \frac{26}{5}\frac{k_б T}{v} + 3P - \frac{24}{5}\frac{u}{v}$$

в случае жидкостей с межмолекулярным потенциалом Леннард – Джонса

$$(8)\qquad \Phi(r) = 4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right]$$

($v = \frac{V}{N_A}$ и $u = \frac{U}{N_A}$ – соответственно объем и внутренняя энергия на частицу, $r = |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|$ – межчастичное расстояние).

Отнесение N_2 и O_2 к леннард-джонсовским жидкостям может быть сделано только с некоторыми оговорками. Помимо вклада вращательных степеней свободы, сильно изменяющему значения всех калорических свойств этих веществ в сравнении с одноатомными жидкостями (отношение величин C_v двух- и одноатомных жидкостей в одинаковых приведенных состояниях почти равно теоретическому значению $^5/_3$), имеется достаточно заметная добавка в потенциальную энергию за счет нецентрального взаимодействия. Величина $\frac{5}{3}\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_1 - 1}$ (индексы 1, 2 соответствуют одно- и двухатомным веществам), отражающая в какой-то мере относительный прирост потенциальной энергии, составляет 1,15–1,17 при низких T и убывает с ростом T по линии насыщения до 1, что характерно для угловой добавки. Сходные оценки получаются и при сравнении термических свойств. Закон соответственных состояний для этих двух групп веществ не выполняется и при одинаковых приведенных температурах $T^* = \frac{k_б T}{\varepsilon}$

$$K_0^* = \frac{K_0}{(\varepsilon/\sigma^3)}$$

приведенные значения у O_2 и N_2 превышают эти значения в группе Ar–Kr–Xe на 12–15%. Отклонение от указанного закона связано, видимо, с пренебрежением зависящим от угла ориентации (θ) вкладом $\Phi_1(r, \theta)$ при использовании формулы (8) вместо более общего потенциала $\Phi = \Phi_0(r) + \Phi_1(r, \theta)$. В связи с этим можно полагать, что формулы (6), (7), справедливые, строго говоря, только в случае потенциала (8), могут тем не менее использоваться, так как во взятые из опыта значения U уже эффективно включены ориентационные вклады. Действительно, как видно из фиг. 3, рассчитанные по (6) значения K_∞ для N_2 и O_2 также превышают соответствующие величины в группе одноатомных веществ на 8–10% при низких T. Эти же рассуждения можно целиком

Таблица 3

T, °K	U, *дж/моль*	$K_0=\beta_s^{-1}$	K_∞	G_∞	τ_v	τ_s	$\bar{\tau}$	τ'
		10^{-10} *дин/см²*			10^{-13} *сек*			
				азот				
80	−3242	0,546	0,860	0,539	3,02	2,59	**2,4**	6,4
90	−2690	0,384	0,702	0,445	2,64	2,27	1,7	15,2
100	−2117	0,248	0,549	0,355	2,93	2,11	1,2	
110	−1497	0,140	0,395	0,263	3,88	2,08		
115	−1159	0,096	0,282	0,214	7,53	2,10		
120	−731	0,054	0,218	0,157	12,4	2,38		
				кислород				
80	−4791	1,153	1,578	0,975	2,59	2,63	2,63	2,44
90	−4281	0,934	1,400	0,872	2,21	2,26	2,27	2,97
100	−3755	0,719	1,207	0,752	2,27	2,05	1,9	4,3
110	−3214	0,534	1,022	0,649	2,48	1,90	1,6	9,7
120	−2644	0,394	0,836	0,539	2,73	1,87		
130	−2029	0,266	0,644	0,425	3,44	1,85		
140	−1354	0,154	0,453	0,309	5,58	1,98		
150	−977	0,086	0,342	0,237	11,15	2,12		

отнести и к оценкам G_∞ по (7). Входные данные и результаты расчетов по (5)—(7) приведены в табл. 3. Значения U для N_2 и O_2 брались на основе данных [12, 19]. В (8) $\varepsilon_{N_2}=13{,}1\cdot10^{-15}$ *эрг*, $\sigma_{N_2}=3{,}70\cdot10^{-8}$ *см*; $\varepsilon_{O_2}=16{,}3\cdot10^{-15}$ *эрг*, $\sigma_{O_2}=3{,}50\cdot10^{-8}$ *см*; $\varepsilon_{Ar}=16{,}57\cdot10^{-15}$ *эрг*; $\sigma_{Ar}=3{,}41\cdot10^{-8}$ *см*.

Чтобы понять, какими молекулярными механизмами обусловлены релаксационные процессы, соответствующие найденным временам τ_v и τ_s, рассмотрим сначала роль колебательных и вращательных движений. Колебательная мода O_2 равна 1556 $см^{-1}$, что определяет очень малую величину соответственного вклада в теплоемкость (около 0,6%) и слабую активность трансляционно-колебательной конверсии даже в газе при высоких T [20]. Время релаксации процесса возбуждения-дезактивации колебательных степеней свободы $\tau_к$ в газообразном O_2 возрастает с понижением температуры от 10^{-7} *сек* при 2000° К до 10^{-3} *сек* при 500° К. Используя предложенную в работе [21] интерполяционную формулу

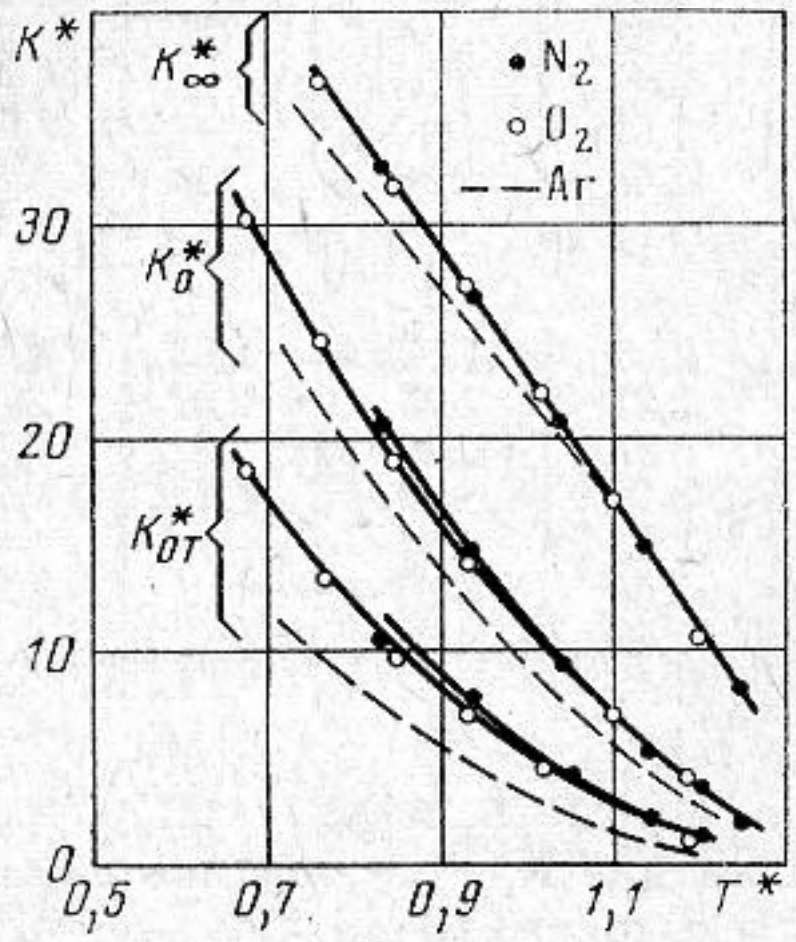
$$P\tau_к=1{,}49\cdot10^{-10}\exp\left(\frac{133}{\sqrt[3]{T}}\right),$$

найдем для паров O_2 при 90° К и $P=1$ *атм* значение $\tau_к=1\cdot10^3$ *сек*. Для высокоэнергетических столкновений, к которым применима двухчастичная динамика [22]

$$(9)\qquad \frac{\tau_к^{(ж)}}{\tau_к^{(п)}}=\frac{Z^{(п)}}{Z^{(ж)}}\exp\left[-\frac{\Phi(R)}{k_Б T}\right]\Big/\, g^{(2)}(R)=C^{-1}(T,V,R)\frac{Z^{(п)}}{Z^{(ж)}},$$

где (ж) — жидкость, (п) — пар, $Z^{(ж)}$, $Z^{(п)}$ — соответствующие частоты эффективных (т. е. приводящих к колебательным переходам) столкновений, $g^{(2)}(R)$, $\Phi(R)$ — радиальная функция распределения и потенциал на расстояниях «эффективного» сближения R (обычно $R\leqslant\sigma$). Приняв, согласно работе [22], что $Z^{(п)}/Z^{(ж)}\simeq\rho^{(п)}/\rho^{(ж)}$ и $0{,}2\leqslant C^{-1}\leqslant1$, найдем, что для той же температуры в жидкости соответствующие релаксационные частоты должны лежать много ниже используемого нами диапазона. На этом основании вклад колебательной релаксации в наблюдаемое поглощение в жидком O_2 можно полностью исключить из рассмотрения, тем более что его «релаксационная сила» весьма низка. Для жидкого N_2 колебательные степени свободы практически полностью «заморожены».

Чрезвычайно малые величины вращательных квантов для O_2 и N_2 приводят к временам релаксации трансляционно-вращательных переходов $\tau_в$ порядка 10^{-10} в газовой фазе при комнатных температурах [23], причем температурная зависимость оказывается слабой. Корректность соотношения (9) в этом случае проблематична, но если использовать его для грубых оценок, то получим для жидкости при $T \simeq 100°$ К значения $\tau_в$ порядка $10^{-12}-10^{-13}$ *сек*. Это дает некоторое основание рассматривать вклад процессов, связанных с вращениями, на единой основе с трансляционными модами теплового движения.

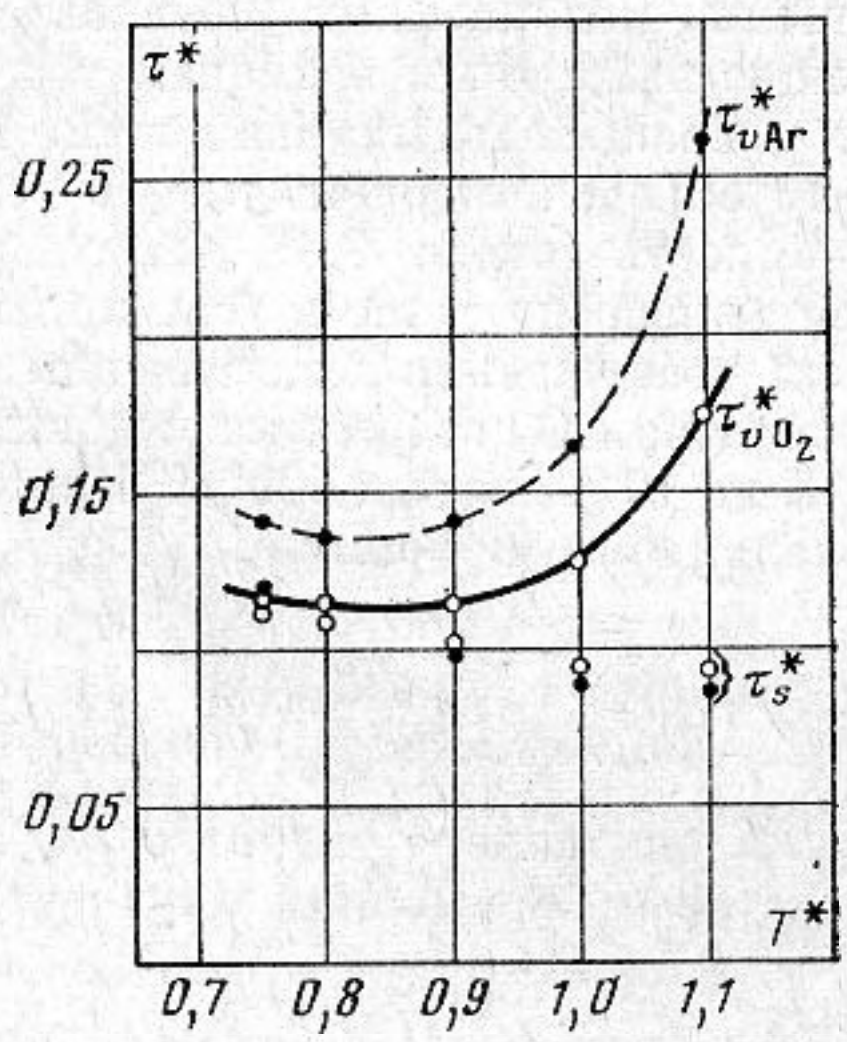


Фиг. 3

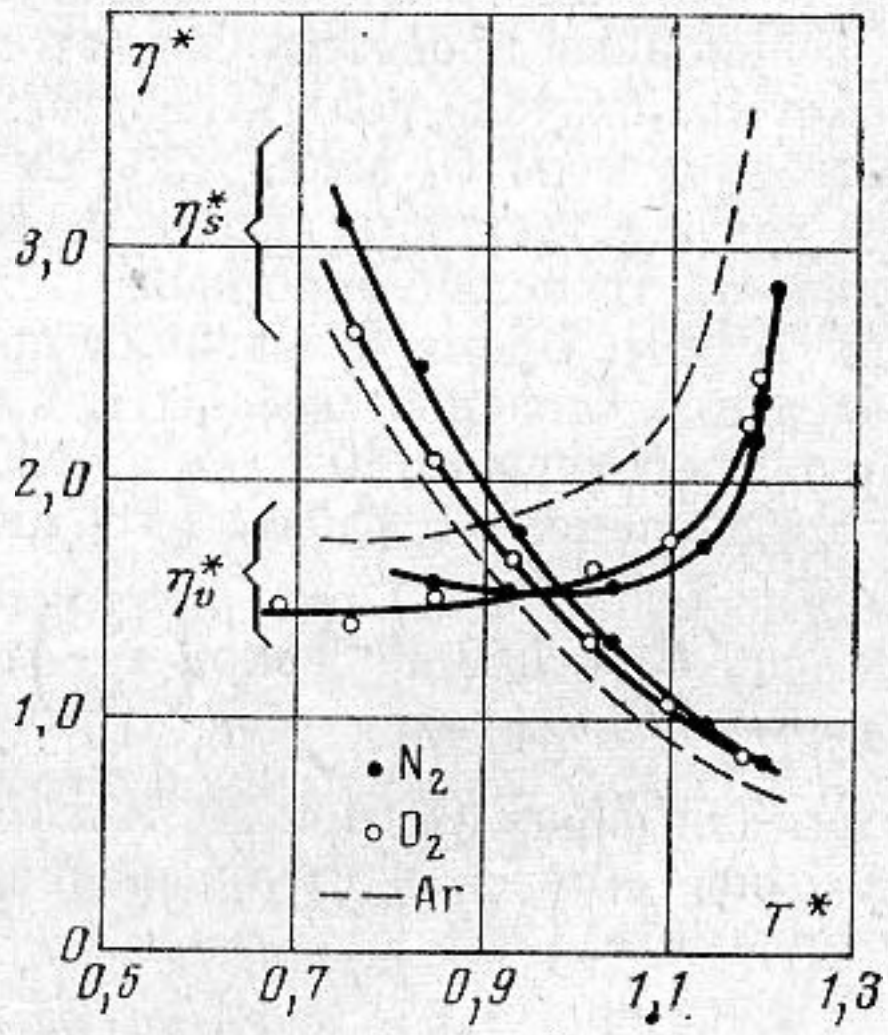
Фиг. 3. Зависимость приведенных значений модулей от приведенных температур для N_2, O_2, Ar

Фиг. 4. Температурная зависимость приведенных значений времен релаксации объемной (τ_v^*) и сдвиговой (τ_s^*) вязкостей для O_2 (светлые кружки) и Ar (темные кружки)

Фиг. 5. Поведение функций η_v^* и η_s^* от T^* для одно- и двухатомных веществ



Фиг. 4



Фиг. 5

Такое рассмотрение можно провести, если, не вдаваясь в детали частотного спектра автокорреляторов, считать, что затухание их в формулах (3), (4) должно быть связано с процессами установления равновесных распределений в фазовом пространстве исследуемых систем. В работе [2] для одноатомных жидкостей оказалось возможным оценить времена релаксации по координатам (τ_q) и импульсам (τ_p) при довольно сильном допущении [24], что именно они определяют затухание соответственно потенциальных и кинетических частей автокорреляционных функций в формулах (3), (4) для системы точечных частиц. Для молекул с нецентральным взаимодействием и вращательными степенями свободы следует также учитывать конечные времена «расцепления» корреляций по

угловым ориентациям (τ_0) в конфигурационном пространстве и по вращательным моментам (τ_μ) — в импульсном [25]. Тогда система уравнений, использованная в работе [2],

$$\eta_v=\tau(K_\infty-K_0-K)+\tau' K, \tag{10}$$

$$\eta_s=\tau\left(G_\infty-\frac{k_Б T}{v}\right)+\tau'\frac{k_Б T}{v}, \tag{11}$$

где

$$K=\frac{k_Б T}{v}\left[\frac{2}{3}-2\frac{\alpha_p/\beta_T}{C_v/V}+\frac{3}{2}\left(\frac{\alpha_p/\beta_T}{C_v/V}\right)^2\right] \tag{12}$$

будет содержать некоторые обобщенные временные характеристики τ и τ' соответственно для конфигурационной и импульсной частей фазового пространства. При статистической некоррелированности трансляционного и вращательного движений эти времена должны быть комбинациями типа [25]

$$\tau=\frac{\tau_q\tau_\theta}{\tau_q+\tau_\theta},\quad \tau'=\frac{\tau_p\tau_\mu}{\tau_p+\tau_\mu}, \tag{13}$$

т. е. иметь меньшие значения, чем любое из отдельных времен, а значит, и меньшие, чем τ_q и τ_p для одноатомных жидкостей. Подсчитанные по (10)—(11) для низких температур значения τ и τ' приведены в табл. 3 (для более высоких температур система (10)—(11) несовместна, что ставит под сомнение корректность сделанных в теории приближений). Оказалось, что в пределах ошибки расчета приведенные к величине $\tau_0=\sigma\left(\frac{m}{\varepsilon}\right)^{1/2}$ значения времени τ^*, $(\tau')^*$ для N_2 и O_2 почти не отличаются от τ_q^* и τ_p^*, соответственно для группы Ar — Kr — Xe. Если, однако, сопоставить приведенные значения феноменологических времен, определенные с гораздо меньшей погрешностью, то, как видно из фиг. 4, близкие значения получаются только для $\tau_s^*\simeq\tau_q^*\simeq\tau^*$, что может быть следствием относительно малой роли ориентационных эффектов. В то же время значения τ_v^*, в большой мере определяемые величиной τ_p [2] (или τ'), действительно оказываются для двухатомных веществ заметно ниже во всем исследованном интервале температур. Если учесть, что сами по себе значения модулей для двухатомных веществ выше, чем у одноатомных, но величина разности $K_\infty-K_0$ почти одна и та же, то при указанном соотношении времен, согласно (5), величина $\eta_s^*=\eta_s/(\varepsilon m)^{1/2}\sigma^2$ у двухатомных веществ должна быть выше, а η_v^*, наоборот, ниже, чем у одноатомных. Как видно из фиг. 5, этот своеобразный факт действительно имеет место.

Полученное подтверждение правильности оценок вращательных времен по формуле (9) в какой-то мере оправдывает концепцию эффективных столкновений и в случае низких энергий. Мы попытались использовать ее для качественного объяснения температурной зависимости $\tau_q\simeq\tau_s$ по линии насыщения в жидких O_2 и Ar. Как показано в работе [26], число столкновений той или иной «эффективности», определяемой «точкой поворота» R, связано с числом «обычных» ($R=\sigma$) столкновений $Z_{яч}$ ячеечной теории соотношением

$$\frac{Z(R)}{Z_{яч}}=\pi\sqrt{2}(v^{1/3}-\sigma)v^{-1}R^2 g^{(2)}(R), \tag{14}$$

где

$$Z_{яч}=\frac{(8k_Б T/\pi m)^{1/2}}{v^{1/3}-\sigma}=\frac{\overline{W}}{v^{1/3}-\sigma},$$

(m — масса частицы). В табл. 4 приведены входные данные и отношение к $Z_{яч}$ величины $\tau_s^{-1}\simeq Z(R)$. Оказалось, что в обеих жидкостях время «забывания» координаты, если его отождествить с $\tau_q\simeq\tau_s$, при низких темпе-

Таблица 4

	кислород $m=5{,}31\cdot10^{-23}$ г, $\sigma=3{,}50\cdot10^{-8}$ см				аргон $m=6{,}63\cdot10^{-23}$ г, $\sigma=3{,}41\cdot10^{-8}$ см			
T, °K	V, см³/моль	$\overline{W}\cdot10^{-4}$, см/сек	$Z_{яч}\cdot10^{-13}$, сек$^{-1}$	$\tau_s^{-1}/Z_{яч}$	V, см³/моль	$\overline{W}\cdot10^{-4}$, см/сек	$Z_{яч}\cdot10^{-13}$, сек$^{-1}$	$\tau_s^{-1}/Z_{яч}$
90	28,15	2,44	2,35	0,19	29,01	2,19	1,00	0,38
100	29,45	2,57	1,71	0,29	30,38	2,31	0,82	0,55
110	31,02	2,69	1,28	0,41	32,08	2,42	0,69	0,68
120	32,99	2,82	0,94	0,57	34,15	2,52	0,59	0,87
130	35,71	2,96	0,74	0,73	37,31	2,62	0,48	1,10

ратурах больше, чем периоды между двумя последовательными обычными столкновениями $Z_{яч}^{-1}$, а при высоких температурах приближаются к ним. Это кажется естественным, поскольку энергетический уровень столкновений, достаточный для ликвидации локальной упорядоченности, снижается и соответствующие частоты $Z(R)$ возрастают до $Z_{яч}$. Качественные оценки по формуле (14) показывают заметное возрастание при этом $g^{(2)}(R)$ в области $R<\sigma$ и $\sigma\leqslant R\leqslant 2^{1/6}\sigma$, т. е. возрастание эффективности в указанном выше смысле ситуаций со все меньшими значениями потенциальных энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. П. Благой, Б. Г. Дударь, С. А. Михайленко.* Избыточное поглощение звука в классических одноатомных жидкостях. Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 444–446.
2. *С. А. Михайленко, Б. Г. Дударь, В. А. Шмидт.* Объемная вязкость и времена релаксации в одноатомных классических жидкостях. Физика низких температур, 1975, *1*, 2, 224–237.
3. *J. K. Galt.* Sound absorption and velocity in liquefied Ar, O, N_2, H_2. J. Chem. Phys., 1948, *16*, 2, 505–510.
4. *J. R. Singer, J. H. Lunsford.* Ultrasonic attenuation and volume viscosity in liquid nitrogen. J. Chem. Phys., 1967, *47*, 2, 811–814.
5. *A. E. Victor, R. T. Beyer.* Ultrasonic absorption in liquid O_2 and N_2. J. Chem. Phys., 1970, *52*, 3, 1573–1575.
6. *Б. Г. Дударь, С. А. Михайленко, А. Е. Бутко.* Установка для ультраакустических измерений в жидкостях от азотных до комнатных температур. В сб.: Физика низких температур, вып. 20. Харьков, Изд-во Физ.-техн. ин-та низких температур АН УССР, 1972, 71–76.
7. *С. А. Михайленко, Б. Г. Дударь, Ю. П. Благой.* Поглощение звука и объемная вязкость в жидком азоте вблизи критической точки жидкость – пар. Акуст. ж., 1975, *21*, 4, 643–646.
8. *A. S. Pine.* Velocity and attenuation of hypersonic waves in liquid nitrogen. J. Chem. Phys., 1969, *51*, 11, 5171–5173.
9. *Ю. П. Благой, А. Е. Бутко, С. А. Михайленко, В. В. Якуба.* Скорость звука в жидких азоте, кислороде и аргоне в области выше нормальных температур кипения. Акуст. ж., 1966, *12*, 4, 405–409.
10. *W. B. Streett, L. A. K. Staveley.* The $P-V-T$ behavior of liquid nitrogen at temperatures from 77° to 120° K and pressures to 680 atmospheres. Advances Cryogenic Engineering, 1968, *13*, 363–374.
11. *K. Goldman, N. G. Scrase.* Densities of saturated liquid oxigen and nitrogen. Physica, 1969, *44*, 4, 555–586.
12. *А. А. Вассерман, В. А. Рабинович.* Теплофизические свойства жидкого воздуха и его компонентов. М., Изд-во стандартов, 1968.
13. *L. A. Weber.* Some vapour pressures and $P-V-T$ date of nitrogen in the range 65° to 140° K. J. Chem. Thermod., 1970, *2*, 6, 839–846.
14. *W. V. Dael, A. V. Itterbeek, A. Cops, L. Thoen.* Sound velocity measurements in liquid Ar, O_2, N_2. Physica, 1966, *32*, 3, 611–620.
15. *В. П. Слюсарь.* Экспериментальное исследование вязкости простых жидкостей. Укр. физ. ж., 1972, *17*, 4, 529–535.
16. *L. A. Weber.* $P-V-T$, thermodynamic and related properties of oxygen from the triple point to 300° K at pressures to 33 MN/m². J. Res. NBS., 1970, *74A*, 1, 93–129.
17. *P. Gray, S. A. Rice.* On the kinetic theory of dense fluids. XVIII. The bulk viscosity. J. Chem. Phys., 1964, *41*, 12, 3689–3694.
18. *R. Zwanzig, R. D. Mountain.* High-frequency elastic moduli of simple fluids. J. Chem. Phys., 1965, *43*, 12, 4464–4471.

19. *К. Б. Варгафтик.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1972.
20. *J. G. Parker, R. H. Swope.* Vibrational relaxation in methane — oxygen mixtures. J. Chem. Phys., 1965, *43*, 12, 4427–4434.
21. *D. R. White, R. C. Mullican.* Vibrational relaxation of oxygen. J. Chem. Phys., 1963, *39*, 7, 1803–1806.
22. *P. K. Davis. I. Oppenheim.* Vibrational relaxation in liquids, J. Chem. Phys., 1972, *57*, 1, 505–517.
23. *G. C. Berend, S. W. Benson.* Classical theory of rotational relaxation of diatomic molecules. J. Chem. Phys., 1967, *47*, 10, 4199–4202.
24. *Э. Т. Брук-Левинсон, В. Б. Немцов, Л. А. Ротт.* Статистическое вычисление комплексного объемного модуля упругости. Акуст. ж., 1970, *16*, 2, 206–212.
25. *Э. Т. Брук-Левинсон, В. Б. Немцов.* Дополнительные коэффициенты вязкости асимметричной среды. Укр. физ. ж., 1971, *16*, 9, 1530–1536.
26. *P. K. Davis.* Collision frequencies in liquids, J. Chem. Phys., 1972, *57*, 1, 517–519.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР

Поступила
17 февраля 1975 г.