АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIV 1978 Вып. 3

УДК 534.231.1—14

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА ЕГО В ИЗОТРОПНУЮ ЖИДКОСТЬ

Е. Н. Кожевников, И. А. Чабан

Как причина аномального поглощения и дисперсии скорости звука в нематическом жидком кристалле вблизи перехода его в изотропную фазу рассмотрены релаксация параметра порядка, флуктуации параметра порядка и флуктуации директора. Получено выражение для комплексной адиабатической сжимаемости, оценен вклад каждого из механизмов в поглощение и дисперсию. Построенная теория удовлетворительно описывает поглощение звука в *р*-метоксибензилиден-*р*-*н*-бутиланилине (МББА) и *р*-*н*-фенил-*р*-цианобифениле (ПЦБ) при различных частотах и температурах.

Как известно, в нематическом жидком кристалле вблизи перехода его в изотропную жидкость наблюдается аномальное поглощение и дисперсия скорости звука [1—3]. При фиксированной частоте коэффициент поглощения увеличивается, а скорость звука уменьшается с приближением к точке перехода T_c; при фиксированной температуре коэффициент поглощения и скорость звука возрастают с увеличением частоты. Максимальное значение коэффициента поглощения на длине волны δ_λ и время релаксации изменяются с температурой, как $(T_c-T)^{-0,4}$, по данным работы [2], и соответственно как $(T_c-T)^{-0,33}$ и $(T_c-T)^{-0,5}$, по данным работы [3].

В работе [4] в качестве причины аномального поглощения и дисперсии скорости звука в нематическом жидком кристалле рассмотрена релаксация равновесного параметра порядка; найденная в работе [4] релаксационная зависимость коэффициента поглощения и скорости звука от частоты не дает удовлетворительного описания данных эксперимента вблизи T_c. В работе [3] сделана попытка объяснить особенности распространения звука в нематическом жидком кристалле флуктуациями директора: построенная теория не согласуется с наблюдаемой температурной и частотной зависимостями коэффициента поглощения и скорости звука. В связи с отсутствием удовлетворительной теории распространения звука в нематическом жидком кристалле вблизи перехода его в изотропную жидкость в настоящей работе этот вопрос рассматривается заново.

Как известно, взаимная ориентация молекул нематического жидкого кристалла характеризуется тензорным параметром порядка

$$\xi_{ik}=\xi\left(n_i n_k-\frac{1}{3}\delta_{ik}\right).$$

Здесь n_α — компоненты директора, ξ — параметр, характеризующий локальный порядок: $\xi=\frac{1}{2}\overline{(3\cos^2\theta-1)}$, где θ — угол между длинной осью молекулы и преимущественным направлением длинных осей, черта означает усреднение по элементарной области [5, 6]. В дальнейшем ξ будем называть просто параметром порядка. При заданных внешних условиях среднее по объему значение ξ, $\bar{\xi}$, имеет равновесное значение ξ_0. При

изменении давления в звуковой волне ξ_0 изменяется и $\bar{\xi}$ релаксирует к новому равновесному значению. Эта релаксация — первый из рассматриваемых ниже механизмов, ответственных за дисперсию скорости и аномальное поглощение звука в нематическом жидком кристалле. Отклонения ξ от $\bar{\xi}$ (флуктуации ξ), $\delta\xi$, по мере приближения к точке перехода в изотропную фазу замедляются, а их радиус корреляции растет. Поскольку при изменении давления в звуковой волне жидкий кристалл то приближается, то удаляется от точки перехода, то соответствующим образом изменяется и характер флуктуаций $\delta\xi$. Изменение последнего приводит к изменению объема системы. Поскольку установление нового характера флуктуаций происходит с запаздыванием, то возникает запаздывание изменения объема от изменения давления в звуковой волне, что и приводит к дисперсии скорости и аномальному поглощению. Это — второй из рассматриваемых ниже механизмов. Он был подробно рассмотрен нами в [7]. В дальнейшем мы будем считать, что стенки сосуда не ориентируют молекулы жидкого кристалла, так что ориентация директора в каждой точке случайна и меняется со временем в результате теплового движения молекул. В двух соседних точках направления директора отличаются в среднем тем сильнее, чем ближе кристалл к точке перехода в изотропную фазу. Это случайное поле директора, следуя терминологии работы [3], будем называть полем флуктуаций директора. Поскольку разориентация молекул в соседних точках приводит к изменению объема, то изменение флуктуаций директора под влиянием звуковой волны также приводит к дисперсии скорости и аномальному поглощению звука. Это — третий из рассматриваемых ниже механизмов. Итак мы будем считать, что дисперсия скорости и аномальное поглощение звука вызываются тремя механизмами: релаксацией параметра порядка, флуктуациями параметра порядка и флуктуациями директора.

Комплексную адиабатическую сжимаемость β найдем из термодинамического потенциала системы Φ. С учетом только термодинамических флуктуаций представим Φ в виде [6]

$$\Phi=\Phi(\bar{\xi})+\frac{B}{2}\int(\delta\xi)^2\,dV+\frac{1}{2}\int\{\mathcal{K}_{11}(\operatorname{div}\mathbf{n})^2+ \tag{1}$$

$$+\mathcal{K}_{22}(\mathbf{n}\times\operatorname{rot}\mathbf{n})^2+\mathcal{K}_{33}(\mathbf{n}\times\operatorname{rot}\mathbf{n})^2\}\,dV.$$

Здесь $\mathcal{K}_{11}$, $\mathcal{K}_{22}$, $\mathcal{K}_{33}$ — постоянные Франка, V — объем системы, $VB=(\partial^2\Phi/\partial\xi^2)_{\xi=\xi_0}$. Постоянные Франка — величины одного порядка; для простоты будем полагать $\mathcal{K}_{11}=\mathcal{K}_{22}=\mathcal{K}_{33}=\mathcal{K}$. Учитывая эти равенства и разлагая величины $\delta\xi$, n_x, n_y, n_z в пространственный спектр Фурье, получим следующее выражение для Φ:

$$\Phi=\Phi(\bar{\xi})+(V/2(2\pi)^3)\int\overline{|\delta\xi_{\mathbf{q}}|^2}\,d\mathbf{q}+ \tag{2}$$

$$+(V\mathcal{K}/2(2\pi)^3)\int q^2\sum_{\alpha=x,y,z}\overline{|n_\alpha(\mathbf{q})|^2}\,d\mathbf{q},$$

где $\mathbf{q}$ — волновой вектор фурье-разложения; $\delta\xi_{\mathbf{q}}$, $n_x(\mathbf{q})$, $n_y(\mathbf{q})$, $n_z(\mathbf{q})$ — фурье-компоненты соответствующих величин, черта сверху означает усреднение по ансамблю.

Учтем теперь вклад в Φ коротковолновых флуктуаций — флуктуаций, у которых в отличие от термодинамических флуктуаций волновые векторы сравнимы или больше обратного радиуса корреляции флуктуаций. Считая, что, как и в изотропной фазе, функция пространственной корреляции флуктуаций параметра порядка имеет орнштейн — цернике вскую форму [3, 8] и учитывая слагаемые следующей степени по q в последнем

члене, представим термодинамический потенциал в виде

$$\Phi=\Phi(\bar{\xi})+\frac{VB}{2(2\pi)^3}\int(1+q^2\rho^2)\overline{|\delta\xi_{\mathbf{q}}|^2}\,d\mathbf{q}+ \tag{3}$$

$$+\frac{V\mathcal{K}}{2(2\pi)^3}\int q^2(1+q^2\rho_n{}^2)\sum_{\alpha=xy,z}\overline{|n_\alpha(\mathbf{q})|^2}\,d\mathbf{q}.$$

Здесь ρ и ρ_n — радиусы корреляции флуктуаций параметра порядка и директора. Поскольку пространственная корреляция $\delta\xi$ и направлений директора обусловлены одним и тем же видом межмолекулярного взаимодействия, величины ρ и ρ_n имеют один порядок величины. По аналогии с изотропной фазой считаем далее величину $B\rho^2$ слабо зависящей от температуры и давления; аналогичное предположение, высказанное ранее в работе [3], сделаем и для величины $\mathcal{K}\rho_n{}^2$. Следуя работам [9, 10], считаем, что спектр флуктуаций обрезается на нескольких обратных радиусах корреляции: $q<z_1/\rho$ — в первом интеграле и $q<z_2/\rho_n$ — во втором интеграле, где z_1 и z_2 — параметры обрезания, равные нескольким единицам.

При распространении в среде звуковой волны $p=p_0e^{-i\Omega t}$ среднее значение параметра порядка $\bar{\xi}$ можно представить в виде $\bar{\xi}=\xi_0+\xi_1$, где ξ_1 — отклонение мгновенного значения $\bar{\xi}$ от равновесного значения ξ_0, равного

$$\xi_0=\xi_{00}+[(\partial\xi_{00}/\partial p)_T+(\partial\xi_{00}/\partial T)_p(\partial T/\partial p)_{S_0}]p, \tag{4}$$

где ξ_{00} и S_0 — параметр порядка и энтропия в отсутствие звуковой волны без учета флуктуаций. Раскладывая $\Phi(\bar{\xi})$ и $\Phi(\xi_{00})$ в степенные ряды вблизи ξ_0: $\Phi(\bar{\xi})=\Phi(\xi_0)+\frac{VB}{2}\xi_1{}^2$; $\Phi(\xi_{00})=\Phi(\xi_0)+\frac{VB}{2}(\xi_0-\xi_{00})^2$ и определяя из этих разложений $\Phi(\bar{\xi})$ через $\Phi(\xi_{00})$, найдем окончательное выражение для Φ:

$$\Phi=\Phi(\xi_{00})+(VB/2)(\xi_1+\xi_0-\xi_{00})(\xi_1-\xi_0+\xi_{00})+$$

$$+(VB/2(2\pi)^3)\int(1+q^2\rho^2)\overline{|\delta\xi_{\mathbf{q}}|^2}\,d\mathbf{q}+ \tag{5}$$

$$+(V\mathcal{K}/2(2\pi)^3)\int q^2(1+q^2\rho_n{}^2)\sum_{\alpha=x,y,z}\overline{|n_\alpha(\mathbf{q})|^2}\,d\mathbf{q}.$$

Для определения сжимаемости кроме термодинамического потенциала необходимо знать диссипативную функцию R. Часть диссипативной функции, связанная с флуктуациями директора $\mathbf{n}$, квадратична по $\dot{\mathbf{n}}$ [3, 6]. Считая, как и в изотропной фазе, часть диссипативной функции, связанную с изменением параметра порядка, квадратичной по $\dot{\xi}$ [7], напишем следующее выражение для R:

$$R=(L/2)\int(\dot{\xi}_0+\dot{\xi}_1+\delta\dot{\xi})^2\,dV+(\gamma/2)\int(\dot{\mathbf{n}})^2\,dV=$$

$$=(LV/2)(\dot{\xi}_0+\dot{\xi}_1)^2+(LV/2(2\pi)^3)\int\overline{|\delta\dot{\xi}_{\mathbf{q}}|^2}\,d\mathbf{q}+ \tag{6}$$

$$+(\gamma V/2(2\pi)^3)\int\sum_{\alpha=x,y,z}\overline{|\dot{n}_\alpha(\mathbf{q})|^2}\,d\mathbf{q}.$$

Здесь L — некоторый коэффициент, зависящий от диссипативных свойств вещества, γ — коэффициент поворотной вязкости.

Следуя расчету сжимаемости, проведенному в работах [9, 10], получим следующее выражение для комплексной сжимаемости:

$$\beta=\beta_\infty+B(\partial\xi_{00}/\partial p)^2\frac{1}{1-i\Omega\tau}+\frac{k_BT}{2\pi^2\rho^3}\left(\frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2\times$$

$$\times\int_0^\infty \frac{x^2\,dx}{(1+x^2)\,[2(1+x^2)-i\Omega\tau]}+ \tag{7}$$

$$+\frac{3k_БT}{2\pi^2\rho_n{}^3}\left(\frac{1}{\mathcal{H}}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial p}\right)^2\int_0^\infty \frac{y^4\,dy}{(1+y^2)\,[2y^2(1+y^2)-i\Omega\tau_n]}.$$

Здесь β_∞ — сжимаемость на высоких частотах:

$$\beta_\infty=\beta_{00}-\frac{k_БT}{2\pi^2\rho^3}\frac{1}{B}\frac{\partial^2 B}{\partial n^2}\int_0^{z_1}\frac{x^2\,dx}{1+x^2}-\frac{3k_БT}{2\pi^2\rho_n{}^3}\frac{1}{\mathcal{H}}\frac{\partial^2\mathcal{H}}{\partial p^2}\int_0^{z_2}\frac{y^2\,dy}{1+y^2}, \tag{8}$$

$k_Б$ — постоянная Больцмана, β_{00} — сжимаемость при постоянном значении параметра порядка $\xi=\xi_{00}$ в отсутствие флуктуаций, $\tau_n=\gamma\rho_n{}^2/\mathcal{H}$ — время рассасывания флуктуаций директора, $\tau=L/B$ — время релаксации параметра порядка; переменные интегрирования x и y равны соответственно $q\rho$ и $q\rho_n$. Производные по давлению в формулах (7), (8) берутся при постоянной энтропии S_0 и при $\xi=\xi_{00}$. Второй член в формуле (7) связан с флуктуациями параметра порядка, третий — с флуктуациями директора. Интегралы в (7) быстро сходятся, поэтому верхний предел интегрирования положен равным ∞.

Найдем относительный вклад рассмотренных механизмов в аномальное поглощение и дисперсию скорости звука. Для этого сравним между собой максимальные значения коэффициентов поглощения на длине волны и дисперсионные скачки сжимаемости, связанные с каждым из механизмов. Коэффициент поглощения на длине волны $\delta_\lambda=\frac{\pi}{\beta_\infty}\operatorname{Im}\beta$, найденный из (7), имеет следующий вид:

$$\delta_\lambda=B\left(\frac{\partial\xi_{00}}{\partial p}\right)^2\pi g v_\infty{}^2\frac{\Omega\tau}{1+(\Omega\tau)^2}+ \tag{9}$$

$$+\frac{k_БT}{2\pi^2\rho^3}\left(\frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2\pi g v_\infty{}^2\Omega\tau\int_0^\infty\frac{x^2\,dx}{(1+x^2)\,[4(1+x^2)^2+(\Omega\tau)^2]}+$$

$$+\frac{3k_БT}{2\pi^2\rho_n{}^3}\left(\frac{1}{\mathcal{H}}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial p}\right)^2\pi g v_\infty{}^2\Omega\tau_n\int_0^\infty\frac{y^4\,dy}{(1+y^2)\,[4y^4(1+y^2)^2+(\Omega\tau_n)^2]}$$

Здесь g — плотность, $v_\infty=1/\sqrt{g\beta_\infty}$ — скорость звука на высоких частотах. Максимальные значения коэффициентов поглощения на длине волны, связанные с релаксацией параметра порядка, флуктуациями параметра порядка и флуктуациями директора, достигаются соответственно при значениях $\Omega\tau=1$, $\Omega\tau\simeq 8$, $\Omega\tau_n\simeq 20$ и оказываются равными

$$\delta_{\lambda 1}=\frac{\pi g v_\infty{}^2 B}{2}\left(\frac{\partial\xi_{00}}{\partial p}\right)^2 \tag{10}$$

$$\delta_{\lambda 2}=0{,}1\,\frac{g v_\infty{}^2 k_БT}{2\pi\rho^3}\left(\frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2 \tag{11}$$

$$\delta_{\lambda 3}=0{,}066\,\frac{3g v_\infty{}^2 k_БT}{2\pi\rho_n{}^3}\left(\frac{1}{\mathcal{H}}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial p}\right)^2 \tag{12}$$

Дисперсионные скачки сжимаемости, найденные из формулы (7), равны соответственно

$$\Delta\beta_1 = B\left(\frac{\partial \xi_{00}}{\partial p}\right)^2, \tag{13}$$

$$\Delta\beta_2 = \frac{k_B T}{16\pi\rho^3}\left(\frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2, \tag{14}$$

$$\Delta\beta_3 = \frac{3k_B T}{16\pi\rho_n{}^3}\left(\frac{1}{\mathcal{K}}\frac{\partial \mathcal{K}}{\partial p}\right)^2. \tag{15}$$

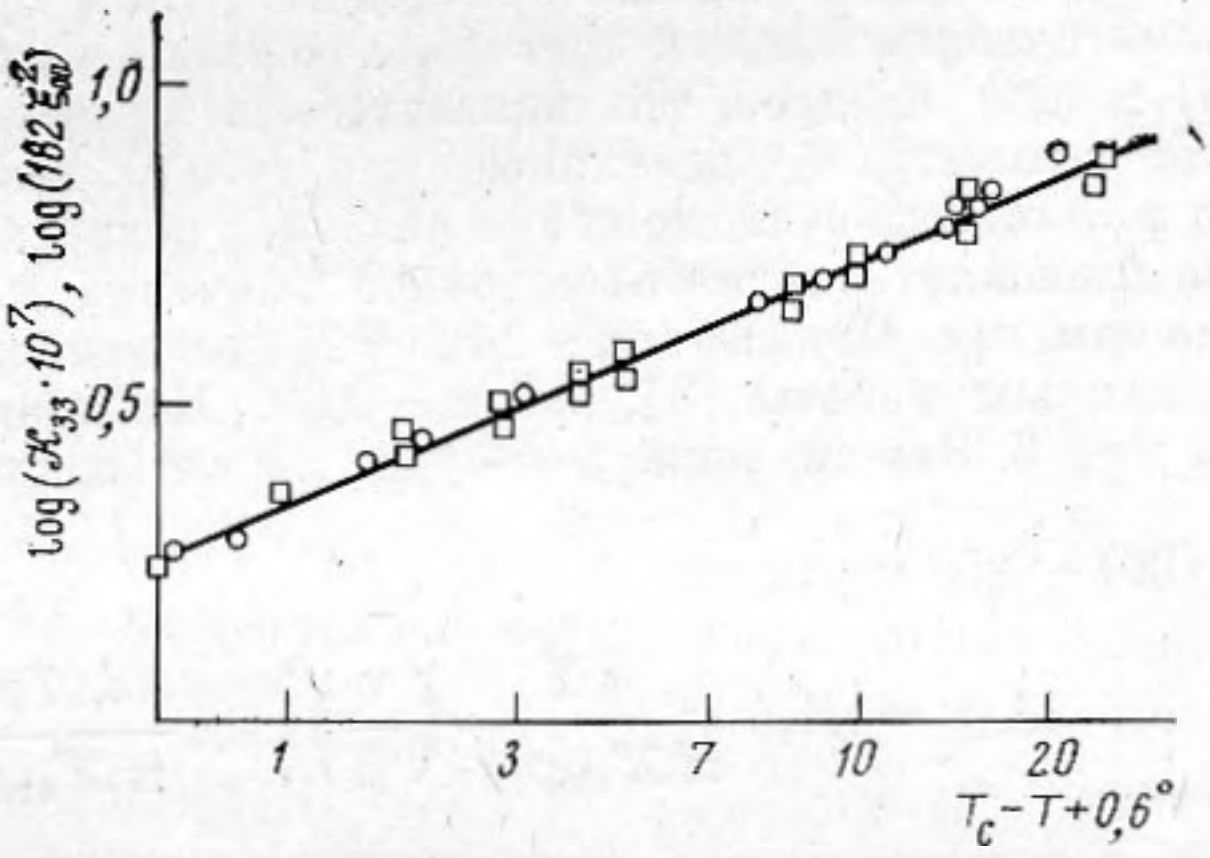
Для оценки величин $\delta_{\lambda i}$ и $\Delta\beta_i$ необходимо знать температурную зависимость величин B, ξ_{00}, $\mathcal{K}$, ρ, ρ_n. Параметр порядка ξ_{00} и постоянная Франка $\mathcal{K}$ связаны соотношением

$$\mathcal{K} = 3B\rho^2\xi_{00}{}^2, \tag{16}$$

которое следует из сравнения формулы (3) с формулой (13.9) работы [6], если в последней постоянные Франка считать равными. Поскольку $B\rho^2$ слабо зависит от температуры вблизи T_c, $\mathcal{K}$ и ξ_{00} имеют одинаковую температурную зависимость; аппроксимируем ее степенью разности $T_0 - T$:

$$\mathcal{K} \sim \xi_{00}{}^2 \sim (T_0 - T)^{2\mu}, \tag{17}$$

где T_0 — температура, несколько большая T_c; T_0 и μ подбираются далее из сравнения формулы (17) с данными эксперимента. Как видно из фиг. 1,



Фиг. 1. Зависимость $\mathcal{K}$ и ξ^2 от температуры в МББА: кружки — $\log(10^7 \cdot \mathcal{K}_{33})$ [11], квадраты — $\log(182\xi_{00}{}^2)$ [12]. Прямая построена по формуле $\log(\mathcal{K}\cdot 10^7) = 0{,}44 \log(T_c - T + 0{,}6) + 0{,}8$

экспериментальные данные для $\mathcal{K}$ и ξ_{00} в *p*-метоксибензилиден-*p*-*н*-бутиланилине (МББА) аппроксимируются формулой (17) при $T_0 - T_c = 0{,}6°$ С, $\mu = 0{,}22$. Поскольку $\mathcal{K}\rho_n{}^2$ слабо зависит от температуры вблизи T_c, температурная зависимость ρ_n имеет следующий вид:

$$\rho_n \sim (T_0 - T)^{-\mu}. \tag{18}$$

Для коэффициента B и радиуса корреляции ρ имеем соответственно

$$B \sim (T_0 - T)^{2\nu},\ \rho \sim (T_0 - T)^{-\nu}. \tag{19}$$

Показатель ν определим далее из сравнения данных для поглощения с построенной теорией.

Используя выражения (16)–(19), получим из формул (10)–(15) следующие выражения для $\delta_{\lambda i}$ и $\Delta\beta_i$:

$$\delta_{\lambda 1}=\delta_{\lambda 1(1)}(T_0-T)^{-2+2\nu+2\mu}= \tag{20}$$
$$=\frac{\pi g v_\infty{}^4 \mathcal{K}_{(1)}\mu^2}{6\rho_1}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+2\nu+2\mu},$$

$$\delta_{\lambda 2}=\delta_{\lambda 2(1)}(T_0-T)^{-2+3\nu}\simeq 0{,}2\,\frac{g v_\infty{}^2 k_\text{Б} T\nu^2}{\pi\rho^3_{(1)}}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+3\nu}, \tag{21}$$

$$\delta_{\lambda 3}=\delta_{\lambda 3(1)}(T_0-T)^{-2+3\mu}\simeq 0{,}4\,\frac{g v_\infty{}^2 k_\text{Б} T\mu^2}{\pi\rho^3_{n(1)}}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+3\mu} \tag{22}$$

$$\Delta\beta_1=\Delta\beta_{1(1)}(T_0-T)^{-2+2\nu+2\mu}=\frac{\mathcal{K}_{(1)}\mu^2}{3\rho^2_{(1)}}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+2\nu+2\mu} \tag{23}$$

$$\Delta\beta_2=\Delta\beta_{2(1)}(T_0-T)^{-2+3\nu}=\frac{k_\text{Б} T\nu^2}{4\pi\rho^3_{(1)}}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+3\nu}, \tag{24}$$

$$\Delta\beta_3=\Delta\beta_{3(1)}(T_0-T)^{-2+3\mu}=\frac{3k_\text{Б} T\mu^2}{4\pi\rho^3_{n(1)}}\left[\frac{\partial(T_0-T)}{\partial p}\right]^2(T_0-T)^{-2+3\mu}. \tag{25}$$

Здесь индекс (1) – значение соответствующей величины при $T_0-T=1^\circ$ С.

$\delta_{\lambda i}$ и $\Delta\beta_i$ в нематическом жидком кристалле убывают с удалением от T_c, поэтому из (21) и (24) следует, что показатель ν не превышает значения 0,67. Оценки величины $\delta_{\lambda i}$, сделанные для $\nu\leqslant 0{,}67$, показывают, что основной вклад в аномальное поглощение связан с релаксацией параметра порядка. Это позволяет найти более точное значение ν, сравнив (20) с данными эксперимента. Показатель $-2+2\nu+2\mu$, по данным работы [2], равен $-0{,}4$, по данным работы [3], равен $-0{,}33$. Выбирая его равным $-0{,}35$, получим $\nu=0{,}6$. Это значение ν и будет использовано при оценках $\delta_{\lambda i}$ и $\Delta\beta_i$.

Из формул (20)–(25) находим

$$\delta_{\lambda 1(1)}:\delta_{\lambda 2(1)}:\delta_{\lambda 3(1)}=1:1{,}2\,\frac{k_\text{Б} T}{\pi^2\mathcal{K}_{(1)}\rho_{(1)}}\left(\frac{\nu}{\mu}\right)^2:2{,}4\,\frac{k_\text{Б} T\rho^2_{(1)}}{\pi^2\mathcal{K}_{(1)}\rho^3_{n(1)}} \tag{26}$$

$$\Delta\beta_{1(1)}:\Delta\beta_{2(1)}:\Delta\beta_{3(1)}=1:\frac{3k_\text{Б} T}{4\pi\mathcal{K}_{(1)}\rho_{(1)}}\left(\frac{\nu}{\mu}\right)^2:\frac{9k_\text{Б} T\rho^2_{(1)}}{4\pi\mathcal{K}_{(1)}\rho^3_{n(1)}}. \tag{27}$$

$\rho_{(1)}$ и $\rho_{n(1)}$, имеющие близкие значения, при оценках полагаем равными. Радиус корреляции ρ флуктуаций параметра порядка в упорядоченной фазе меньше радиуса корреляции ρ_+ в неупорядоченной фазе; в теории фазового перехода второго рода Ландау их отношение при равных удалениях от точки перехода равно $\rho/\rho_+=1/\sqrt{2}$ [13]. Этим соотношением воспользуемся для оценок величины $\rho_{(1)}$ в нематической фазе. По данным работы [14] в МББА $\rho_+=120$ Å при $T-T_c=1^\circ$. Это дает $\rho_{(1)}=85$ Å. Подставляя $k_\text{Б} T=4\cdot 10^{-14}$ *эрг*, $\mathcal{K}_{(1)}=2\cdot 10^{-7}$ *дин* (значение $\mathcal{K}_{33}$ для МББА [11]) и вышеуказанные значения ν и μ, получаем

$$\delta_{\lambda 1(1)}:\delta_{\lambda 2(1)}:\delta_{\lambda 3(1)}=1:0{,}22:0{,}06, \tag{28}$$

$$\Delta\beta_{1(1)}:\Delta\beta_{2(1)}:\Delta\beta_{3(1)}=1:0{,}44:0{,}16. \tag{29}$$

Из этих соотношений следует, что основной вклад в аномальное поглощение и дисперсию скорости звука дает релаксация параметра порядка. Величины $\delta_{\lambda i}$ и $\Delta\beta_i$, обусловленные релаксацией параметра порядка, флуктуациями параметра порядка и флуктуациями директора, убывают с удалением от точки перехода соответственно как $(T_0-T)^{-0,35}$, $(T_0-T)^{-0,2}$, $(T_0-T)^{-1,34}$. Относительный вклад, связанный с флуктуациями директора, становится пренебрежимо малым уже при температурах на несколько градусов ниже T_c. Отношения же $\delta_{\lambda 1} : \delta_{\lambda 2}$, $\Delta\beta_1 : \Delta\beta_2$ мало меняются с температурой.

Сравним полученное выражение для коэффициента поглощения (9) с экспериментальными данными для двух жидких кристаллов МББА и ПЦБ (*р-н*-фенил-*р*-цианобифенил). Это выражение при таком сравнении удобно представить в следующем виде:

$$\delta_\lambda = \delta_{\lambda 1(1)} \cdot 2\frac{\Omega\tau}{1+(\Omega\tau)^2}(T_0-T)^{-2+2\nu+2\mu} + \tag{30}$$

$$+\delta_{\lambda 2(1)} \cdot 10\Omega\tau \int_0^\infty \frac{x^2\,dx}{(1+x^2)\,[4(1+x^2)^2+(\Omega\tau)^2]}(T_0-T)^{-2+3\nu} +$$

$$+\delta_{\lambda 3(1)} \cdot 15\Omega\tau_n \int_0^\infty \frac{y^4\,dy}{(1+y^2)\,[4y^4(1+y^2)^2+(\Omega\tau_n)^2]}(T_0-T)^{-2+3\mu} + N\Omega.$$

Здесь $N\Omega$ – поглощение, несвязанное с рассмотренными механизмами. Поскольку полный набор данных, необходимых для определения величин $\delta_{\lambda i(1)}$, в литературе отсутствует, подбираем величину $\delta_{\lambda 1(1)}$ и варьируем отношение $\delta_{\lambda 1(1)} : \delta_{\lambda 2(1)} : \delta_{\lambda 3(1)}$ в небольших пределах, оставляя его близким к приведенной выше оценке таким образом, чтобы получить наилучшее согласие теории с экспериментом. Значение N определяется из данных эксперимента на высоких частотах. Времена τ_n и τ определяются по формулам

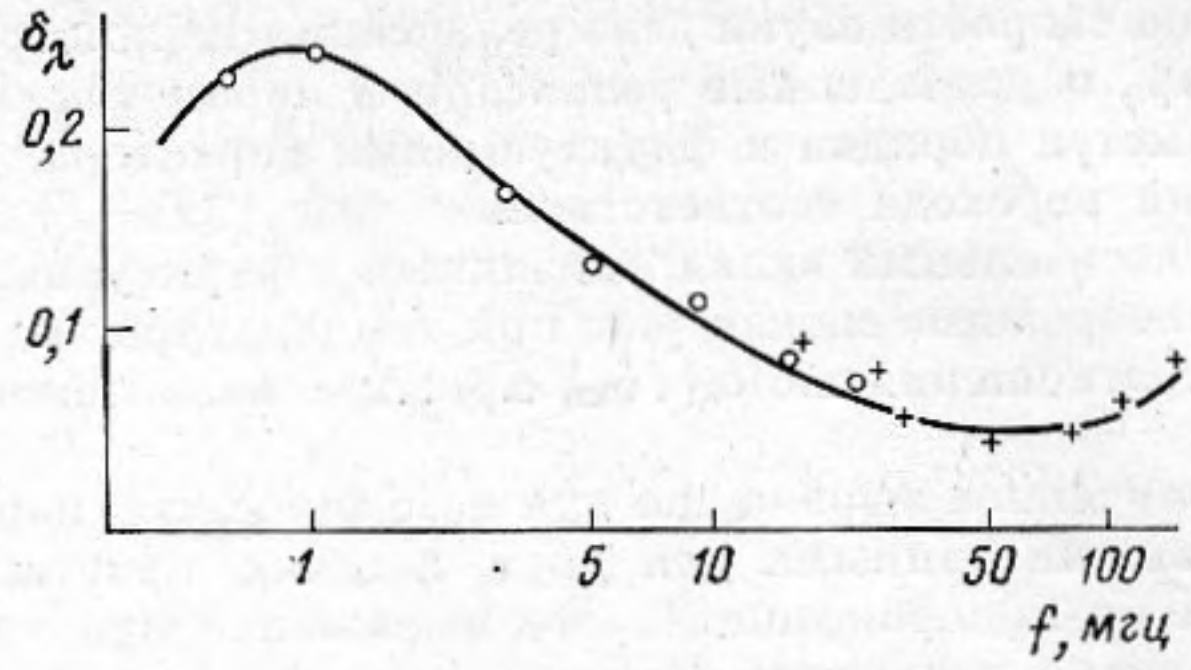
$$\tau_n = \frac{\gamma\rho_{n(1)}^2}{\mathcal{K}_{(1)}}(T_0-T)^{-4\mu}, \qquad \tau = \tau_{(1)}(T_0-T)^{-0,5},$$

$\tau_{(1)}$ находится из частотной зависимости поглощения на длине волны при данной температуре: максимум в этой зависимости соответствует частоте Ω_{max}, удовлетворяющей условию $\Omega_{max}\,\tau \simeq 1$, что дает $\tau_{(1)} = (T_0-T)^{0,5}/\Omega_{max}$. Формула для τ взята из [3].

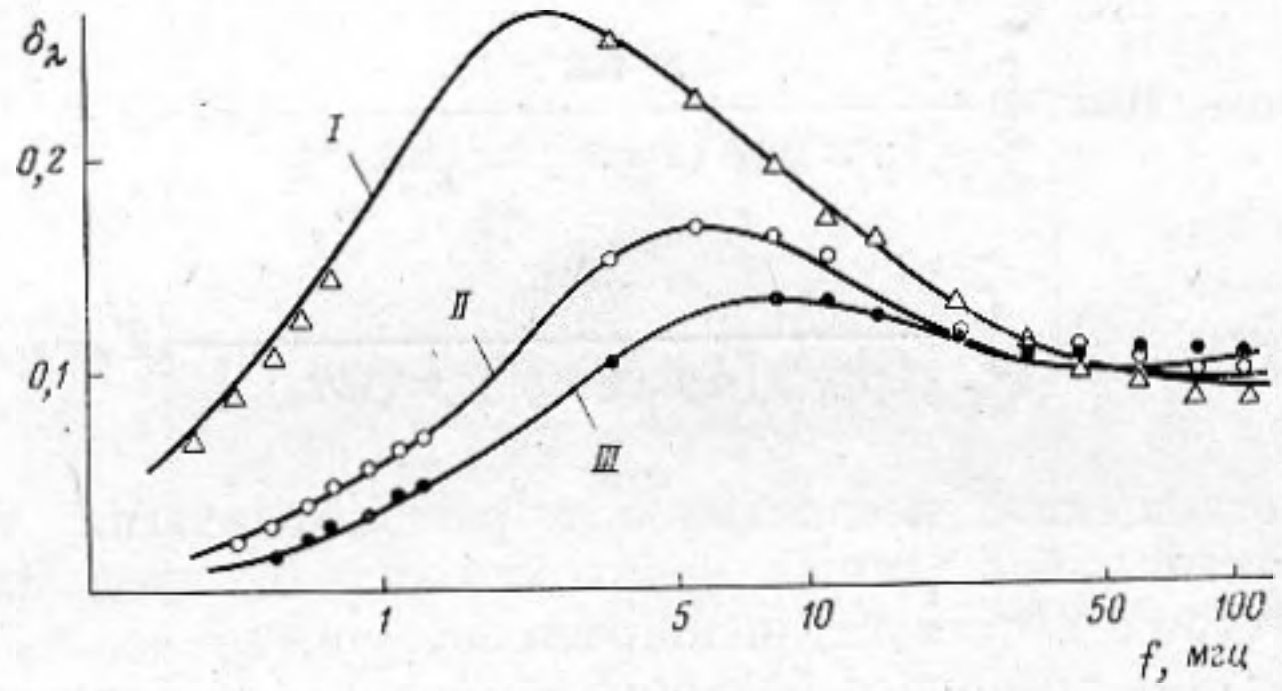
На фиг. 2 изображена теоретическая кривая и экспериментальные точки для поглощения на длину волны в МББА при $T_c-T=10°$ С и различных частотах. Теоретическая кривая построена по формуле (30) при следующем выборе параметров: $\delta_{\lambda 1(1)}=0,23$, $\delta_{\lambda 1(1)} : \delta_{\lambda 2(1)} : \delta_{\lambda 3(1)} = 1 : 0,25 : 0,07$. Найденное значение N составляло $1,1\cdot 10^{10}$ *сек* [2]. Значение $\tau_{(1)}$ взято равным $2\cdot 10^{-7}$ *сек*. При вычислении $\tau_{n(1)}$ полагали $\rho_{n(1)}=85$ Å, $\mathcal{K}_{(1)} = 2\cdot 10^{-7}$ *дин*, $\gamma=1$ *пз*, что дало $\tau_{n(1)}=3,6\cdot 10^{-8}$ *сек*.

На фиг. 3 изображены теоретические кривые и экспериментальные точки для поглощения на длину волны в ПЦБ [3] для трех температур 33,5, 30, 25° С как функции частоты. Теоретические кривые построены по формуле (30) при следующем выборе параметров: $\delta_{\lambda 1(1)}=0,28$, $\delta_{\lambda 1(1)} : \delta_{\lambda 2(1)} : \delta_{\lambda 3(1)} = 1 : 0,22 : 0,04$; величины N и $\tau_{(1)}$ принимались равными $N=0,34\cdot 10^{-10}$ *сек*, $\tau_1=0,8\cdot 10^{-7}$ *сек*; время $\tau_{n(1)}$ для ПЦБ полагалось равным $\tau_{n(1)}$ для МББА. Температура T_0 полагалась равной $T_c+0,3°$.

Как видно из фиг. 2 и 3, построенная теория удовлетворительно описывает экспериментальные данные при разных температурах и частотах. Заметим, что подобранное значение величины $\delta_{\lambda 1(1)}$ вполне правдоподобно.



Фиг. 2. Поглощение звука в МББА при $T_c - T = 10°$ С: кресты — данные [1], кружки — данные [2]. Теоретическая кривая построена по формуле (30)



Фиг. 3. Поглощение звука в ПЦБ (треугольники, кружки, точки — данные [3] для 33,5, 30 и 25° С соответственно). Соответствующие теоретические кривые (I, II, III) построены по формуле (30)

Действительно, полагая в формуле (20) $\partial(T_0 - T)/\partial p \simeq \partial T_c/\partial p \simeq 3{,}5 \cdot 10^{-8}$ *град·см²/дин* [15], $v_\infty = 1{,}5 \cdot 10^5$ *см/сек* [3] и используя указанные выше значения $\mathcal{K}_{(1)}$, $\rho_{(1)}$ и μ, получим $\delta_{\lambda 1(1)} = 0{,}23$, что близко к подобранному.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Martinoty P., Candau S.* Relaxation ultrasonic dans un critical liquids. C. R. Acad. Sci., Paris, 1970, *B271*, 107, 103—105.
2. *Eden D., Garland C. W., Williamson R. C.* Ultrasonic Investigation of the Nemanic — Isotropic Phase Transition in MBBA. J. Chem. Phys., 1973, *50*, 5, 1861—1868.
3. *Nagai S., Martinoty P., Candau S.* Ultrasonic Investigation of Nematic Liquid Crystal in the Isotropic and Nematic Phase. J. de Phys, 1976, 37, *6*, 769—780.
4. *Kawamura Y., Maceda Y., Okano K., Iwayanagi S.* Anomalous Absorption and Dispersion of Nematic Liquid Crystals near the Clearing Point. Japan. J. Appl. Phys., 1973, *12*, 10, 1510—1521.
5. *Maier W., Saupe A.* Eine Einfache Molecular Theorie des Nematischen Kristallinflüssingen Zustandes. Z. Naturforsch., 1958, *13A*, 7, 564—566.
6. *Stephen M. J., Straley J. P.* Physics of Liquid Crystals. Rev. Mod. Phys., 1974, *46*, 4, 617—704.
7. *Кожевников Е. Н., Чабан И. А.* Распространение звука вблизи перехода изотропная жидкость — нематический жидкий кристалл. Акуст. ж., 1975, *2*, 3, 421—431.
8. *Chu B., Bak C. S., Lin F. L.* Coherence Length in the Isotropic Phase of a Room — Temperature Nematic Liquid Crystal. Phys. Rev. Lett., 1974, *46*, 4, 617—704.
9. *Чабан И. А.* К вопросу о распространении звука вблизи критической точки расслаивания. Акуст. ж., 1975, *21*, 1, 104—111.
10. *Чабан И. А.* К вопросу о распространении звука вблизи критической точки расслаивания. Сравнение с экспериментом. Акуст. ж., 1975, *21*, 2, 286—293.

11. *Haller I.* Elastic Constants of the Nematic Liquid Crystalline Phase of *p*-Methoxybensylidene-*p*-*n*-Butilanline (MBBA). J. Chem. Phys., 1972, *57*, 4, 1400—1405.
12. *Yen Shen, Clark N. C., Pershan P. S.* Raman Scattering from a Nematic Liquid Crystal: Orientational Statistic. Phys. Rev. Lett., 1973, *31*, 26, 1552—1556.
13. *Паташинский А. З., Покровский В. Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. М., «Наука», 1975, гл. 1.
14. *Stinson T. W., Litster J. D.* Correlation Range of Fluctuations of Short—Range Order in the Isotropic Phase of a Liquid Crystals. Phys. Rev. Lett., 1973, *30*, 15, 688—692.
15. *Тихомирова М. А., Вистинь Л. К., Носов В. Н.* Влияние давления на фазовые переходы в нематических жидких кристаллах. Кристаллография, 1972, *17*, 5, 1000—1002.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
27 июля 1977 г.