

УДК 534.231

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

© 1994 г. Е. Н. Кожевников

Самарский государственный университет

443011 Самара, ул. Павлова, 1

Поступила в редакцию 13.10.93 г.

Анизотропия комплексного модуля нематического жидкого кристалла в звуковой волне определяется усреднением микроскопических напряжений, создаваемых одной молекулой, по равновесному угловому распределению ориентаций молекул. Микронапряжения обусловлены отклонением плотности распределения от равновесной; возмущения плотности описываются уравнением Фоккера-Планка. Найдены анизотропия скорости звука и коэффициенты поглощения, результаты сравниваются с данными эксперимента.

Анизотропия скорости и поглощения звука в нематическом жидком кристалле (НЖК) обнаруживают сильную зависимость от частоты звука и температуры; их исследование позволяет выявить процессы, происходящие в НЖК при наличии сдвиговых деформаций и, в частности, определить дисперсию и величину объемных коэффициентов вязкости и релаксирующей части коэффициентов вязкости Лесли. Диапазон частот, в котором наблюдается дисперсия анизотропии, шире предсказываемого релаксационной теорией; в работе [1] анизотропная часть комплексного модуля упругости аппроксимируется суммой двух слагаемых релаксационного типа, один из которых, критический, связан с релаксацией ориентационного порядка, второй – с вращением концевых групп молекул. Разная температурная зависимость времен релаксации приводит на частотах порядка 1 МГц к нарастанию критического вклада в анизотропию с приближением к точке фазового перехода.

Акустическая анизотропия НЖК объясняется кинетической связью тензорного параметра порядка и девиатора тензора деформации и рассмотрена теоретически в работах [2 - 7]. Феноменологический подход [2 - 3] позволяет построить общий вид тензора вязкоупругости НЖК; описывая частотную зависимость при должном подборе свободных параметров, указанные теории не объясняют температурную зависимость и величину эффекта. В работе [4] акустическая анизотропия рассмотрена для модели жидкости, состоящей из твердых несферических частиц с потенциалом взаимодействия Майера-Заупе, расчет эффекта, основанный на анализе уравнения Фоккера-Планка, приводит к реальным значениям анизотропии, но более слабой по сравнению с экспериментальной температурной зависимостью эффекта, ре-

лаксационная зависимость от частоты анизотропии скорости и поглощения также отличается от экспериментальной. На основе аналогичной модели НЖК в работе [5] построена кинетическая связь параметра ориентационного порядка и тензора скорости деформации и найдена критическая анизотропия, температурная зависимость критической анизотропии совпадает с данными эксперимента, но величина эффекта оказывается завышенной. Учет флуктуаций параметра порядка и директора при расчете анизотропии [6 - 7] позволяет получить дополнительную информацию о дисперсии коэффициентов вязкости, в частности коэффициентах Лесли α_5 и α_6 .

В данной работе проводится расчет анизотропии НЖК, основанный на анализе релаксации углового распределения молекул в звуковом поле. В качестве модели НЖК выбирается модель, предложенная в [4, 5]. Каждая из молекул рассматривается как длинный стержень, погруженный в сплошную вязкую жидкость из окружающих частиц. При движении жидкости возникает вязкий момент, увлекающий и отдельную молекулу; энергия взаимодействия с окружающими частицами определяется самосогласованным полем с потенциалом Майера-Заупе. Напряжения, ответственные за акустическую анизотропию, определяются усреднением микроскопических напряжений, создаваемых одной молекулой по угловому распределению ориентаций молекул, плотность которого F определяется из уравнения Фоккера-Планка. Описанный подход позволяет учесть при расчете анизотропии кинетическую связь параметра порядка S с высшими моментами углового распределения, в работе учитывается связь S с четвертым моментом.

Перейдем к расчету анизотропии. Диссипативная функция D , приходящаяся на одну молекулу

НЖК при деформации среды, может быть представлена в виде

$$D = \left(\dot{L} - \frac{1}{2} \text{rot } v \times L \right) G + \sigma_{ij} v_{i,j} / n, \quad (1)$$

где G – вязкий момент, действующий на молекулу, ориентированную вдоль единичного вектора L , σ_{ij}/n – вклад одной молекулы в тензор вязких напряжений, n – число частиц в единице объема, v – скорость среды, точка сверху означает дифференцирование по времени. Термодинамические потоки и силы в (1) связаны кинетическими уравнениями

$$G_i = b^{-1} \left[\dot{L}_i - \frac{1}{2} (v_{i,k} - v_{k,i}) L_k - \kappa_{ijk} v_{j,k} \right], \quad (2)$$

$$\sigma_{ij}/n =$$

$$= -b^{-1} \kappa_{ijk} \left[\dot{L}_k - \frac{1}{2} (v_{k,m} - v_{m,k}) L_m \right] + \eta'_{ijkm} v_{k,m} / n,$$

учитывающими соотношения взаимности Онзагера [8]. Здесь b – вращательная подвижность, η'_{ijkm} – тензор вязкости, обусловленной переносом импульса; удвоенный тензор κ_{ijk} с учетом анизотропии среды в первом по степени ориентационного порядка S приближении представим в виде

$$2\kappa_{ijk} = a_1(\delta_{ij}L_k + \delta_{ik}L_j - 2L_iL_jL_k) + a_2(\delta_{ij}L_k - \delta_{ik}L_j) +$$

$$+ a_3(\delta_{ij}n_k + \delta_{ik}n_j - L_iL_jn_k - L_iL_kn_j)L_1 +$$

$$+ a_4(\delta_{ij}n_k - \delta_{ik}n_j - L_iL_jn_k + L_iL_kn_j)L_1 +$$

$$+ a_5(L_in_j + L_jn_i)(n_i - L_iL_1) + a_6(L_in_j - L_jn_i)(n_i - L_iL_1),$$

где n_k – компоненты директора, a_k – безразмерные коэффициенты, причем $a_k \sim S$ для $k \geq 3$; здесь и далее ось 1 считаем направленной вдоль оси кристалла, тогда $L_1 = (nL)$.

Подставляя \dot{L}_i , найденное из первого уравнения в (2), во второе и вводя обозначение $\eta'_{ijkm} = \eta'_{ijkm} + b^{-1}\kappa_{ijs}\kappa_{skm}$, получим

$$\sigma_{ij} = -n\kappa_{ijk}G_k + \eta'_{ijkm}v_{k,m}. \quad (3)$$

Вязкий момент G , равный сумме моментов, один из которых обусловлен действием самосогласованного поля с энергией молекулы $E = E(L)$, второй – действием теплового движения жидкости при температуре T , представим в виде

$$G_i = -\hat{\mathcal{L}}_i(E + T \ln F), \quad (4)$$

где $\hat{\mathcal{L}}_i = \frac{\partial}{\partial L_i} - L_iL_j \frac{\partial}{\partial L_j}$ – угловой оператор Гамильтона, выраженный в компонентах вектора L .

Представим плотность распределения $F = F(L)$ в виде произведения квазиравновесного больцма-

новского распределения F_0 на поправочный множитель $(1 + F')$

$$F = \exp(-E/T) / \left[\int_{\Omega} \exp(-E/T) d\Omega \right] (1 + F'), \quad (5)$$

где E – энергия самосогласованного поля в виде Майера–Заупе; $E = -d\langle P_2 \rangle' P_2$ ($P_{2n} = P_{2n}(L_1)$ – полиномы Лежандра, $d = 4.506T_c$ – коэффициент, зависящий от плотности среды, T_c – температура перехода в изотропную фазу, угловые скобки $\langle \rangle'$ означают усреднение по квазиравновесному угловому распределению, учитывающему изменение энергии E и температуры T в звуковом поле. Условие нормировки плотности распределения $\int_{\Omega} F(L) d\Omega = 1$ накладывает условие на возмущение F' : $\int_{-1}^1 F' F_0 dL_1 = 0$. Подставляя (4) – (5) в (3), получим

$$\sigma_{ij} = nT\kappa_{kij} \hat{\mathcal{L}}_k F' + \eta'_{ijkl} v_{k,l}. \quad (6)$$

Представим F' в виде линейной комбинации четных степеней компонент вектора L

$$F' = A_0 + A_{ij}L_iL_j + A_{ijkm}L_iL_jL_kL_m + \dots$$

с зависящими от времени коэффициентами A_{ij}, \dots , имеющими нулевую свертку по любой паре индексов. Двухосные искажения вносят малый вклад в акустическую анизотропию, пренебрегая ими, полагаем $A_{22i_1 \dots i_{2m}} = A_{33i_1 \dots i_{2m}} = -1/2 A_{11i_1 \dots i_{2m}}$ для всех m и для любого набора и расположения индексов $i_1 \dots i_{2m}$. Интегральное условие на возмущение F' при этом принимает вид

$$A_0 + A_2\langle P_2 \rangle + A_4\langle P_4 \rangle + \dots = 0,$$

где $A_2 = A_{11}$, $A_4 = A_{1111} \dots$

Ограничимся четвертой степенью L_k и усредним выражение (6) для σ_{ij} по равновесному угловому распределению (угловые скобки). Приравняв нулю интегралы $\int_{\Omega} \hat{\mathcal{L}}_i(F \hat{\mathcal{L}}_i P_m) d\Omega = 0$, для $m = 2, 4$, найдем соотношения

$$\langle L_1^2 - L_1^4 \rangle = \frac{2T}{3d},$$

$$\frac{35}{2} \langle L_1^4 - L_1^6 \rangle - \frac{15}{2} \langle L_1^2 - L_1^4 \rangle = \frac{20T \langle P_4 \rangle}{3d \langle P_2 \rangle},$$

используя которые при усреднении σ_{ij} , получим

$$\sigma_{ij} = nT \frac{T}{d} (A_2 + \kappa A_4) [(3a_1 + 2a_3 + 2a_5) n_i n_j - a_1 \delta_{ij}] + \eta'_{ijkl} v_{k,l}, \quad (7)$$

где $\kappa = \frac{10 \langle P_4 \rangle}{3 \langle P_2 \rangle}$.

Анизотропия комплексного упругого модуля $\Delta E(i\omega)$ (ω – частота звука) определяется через на-

пряжения (7) и продольную деформацию ϵ в звуковых волнах, распространяющихся вдоль и перпендикулярно (направление 2) оси кристалла,

$$\Delta E(i\omega) = \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{\epsilon}.$$

Ограничиваясь в дальнейшем при определении $\Delta E(i\omega)$ напряжениями, обусловленными релаксацией углового распределения молекул, и отбрасывая в (7) последнее слагаемое, получим

$$\Delta E = \frac{nTT}{\epsilon d} [2(a_1 + a_3 + a_5)(A_{2,11} + \kappa A_{4,11}) + a_1(A_{2,1} + \kappa A_{4,1})],$$

индексы 11 и 1 указывают, что соответствующие величины определяются при распространении звуковой волны вдоль и перпендикулярно оси кристалла. Коэффициенты A_2 и A_4 в звуковой волне найдем из уравнения Фоккера-Планка для углового распределения

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \hat{\mathcal{L}}_i(L_i F) = 0.$$

Подставляя в это уравнение плотность распределения из (5) и преобразуя его с учетом (2), (4) выделим уравнение для возмущений F' в звуковом поле

$$\begin{aligned} \frac{\partial F'}{\partial t} + (P_2 - \langle P_2 \rangle) \beta \frac{d}{dT} \int_{\Omega} P_2 F_0 \frac{\partial F'}{\partial t} d\Omega - \\ - bT(\hat{\mathcal{L}}_i^2 F' + 3d_T L_1 \hat{\mathcal{L}}_1 F') = \\ = - (P_2 - \langle P_2 \rangle) K \dot{p} - (\hat{\mathcal{L}}_i \kappa'_{ijk} + 3d_T L_1 \kappa'_{1jk}) v_{j,k}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $p = -\beta_{S0}^{-1} \epsilon$ - звуковое давление, β_{S0} - адиабатическая сжимаемость, найденная без учета релаксационных процессов;

$$K = \left(\frac{\partial d}{\partial p} - \frac{d\alpha V}{C_p} \right) \langle P_2 \rangle \beta T^{-1};$$

$$\beta = \left(1 + nR \frac{d_T^2}{C_p} - R \frac{d}{T} \right)^{-1};$$

$R = \langle P_2^2 \rangle - \langle P_2 \rangle^2$, p - давление, V - удельный объем, α - объемный коэффициент теплового расширения, C_p - теплоемкость единицы объема;

$$d_T = \frac{d}{T} \langle P_2 \rangle, \quad \kappa'_{ijk} = \kappa_{ijk} + (\delta_{ij} L_k - \delta_{ik} L_j) / 2.$$

Несложные преобразования приводят к соотношениям

$$\begin{aligned} -(\hat{\mathcal{L}}_i^2 F' + 3d_T L_1 \hat{\mathcal{L}}_1 F') \equiv \\ \equiv [6(1 - d_T/7)A_2 - 10/7 d_T A_4] (P_2 - \langle P_2 \rangle) + \\ + [20(1 - 3/20 d_T I) + 72/35 d_T] A_4 (P_4 - \langle P_4 \rangle) - \\ - (\hat{\mathcal{L}}_i \kappa'_{ijk} + 3d_T L_1 \kappa'_{1jk}) = \\ = (1 - d_T/7) (P_2 - \langle P_2 \rangle) + 12/35 d_T (P_4 - \langle P_4 \rangle), \end{aligned}$$

где $I = 245/2 \int_0^1 (L^4 - L^6) P_4(L) dL + 12/7 \equiv 0.58$.

Умножая уравнение (8) последовательно на P_2 и P_4 и интегрируя по L_1 от -1 до 1 , выделим релаксационные уравнения для A_2 и A_4 . Опуская вид уравнений и их решение, приведем конечные выражения для коэффициентов A_2 и A_4 , полученные для временной зависимости в виде $\exp(-i\omega t)$

$$\begin{aligned} A_2 = Kg \beta_{S0}^{-1} \psi_1(f) \epsilon + \\ + \left[(1 - d_T/7) (1 - \mu_2) g \psi_1(f) + \frac{12}{35} d_T v_2 \psi_2(f) \right] \times \\ \times [(3a_1 + 2a_3 + 2a_5) n_i n_j \epsilon_{ij} - a_1 \epsilon_{\alpha\alpha}], \\ A_4 = -Kg \beta_{S0}^{-1} v_4 \psi_2(f) \epsilon + \\ + \left[v_4 (1 - d_T/7) (1 - \mu) g \psi_2(f) - \frac{12}{35} d_T \psi_3(f) \right] \times \\ \times [(3a_1 + 2a_3 + 2a_5) n_i n_j \epsilon_{ij} - a_1 \epsilon_{\alpha\alpha}]. \end{aligned}$$

Здесь ϵ_{ij} - тензор деформации среды, ψ_α - комплексные функции приведенной частоты f : $\psi_1 = (f^2 + if\tau)/\Delta$, $\psi_2 = if/\Delta$, $\psi_3 = [f^2 + if(1 - \mu_2)]/\Delta$, определитель Δ имеет вид $\Delta = (f^2 - \tau - \mu_1) + if(1 + \tau - \mu_2)$. Частота f определяется произведением $f = \omega \tau_2$, где τ_2 - время релаксации ориентационного параметра порядка $S = \langle P_2 \rangle$, полученное без учета связи с высшими моментами распределения: $\tau_2^{-1} = 6bTg(1 - d_T/7)$, $g = (1 + Rnd_T^2/C_p - Rd/T)/(1 + Rnd_T^2/C_p)$. $\tau = \tau_2/\tau_4 = \frac{10(1 - 3/20 d_T I)}{3g(1 - d_T/7)}$, $\tau_4^{-1} = 20bT(1 - 3/20 d_T I)$ - время релаксации момента $\langle P_4 \rangle$ в отсутствие связи с $\langle P_2 \rangle$. v и μ - коэффициенты кинетической связи моментов $\langle P_2 \rangle$ и $\langle P_4 \rangle$:

$$\begin{aligned} v_2 = \frac{10R_4 \beta d [1 - 3/20 d_T I + \langle P_2 \rangle / (14R_4 \beta)]}{3gT(1 - 3/20 d_T I)}, \\ v_4 = \frac{12d_T}{35g(1 - d_T/7)}, \end{aligned}$$

$$\mu_1 = \frac{4d_T^2}{49g(1 - d_T/7)^2}, \quad \mu_2 = \frac{12d_T^2 R_4 \beta}{35 \langle P_2 \rangle (1 - d_T/7)},$$

$$R_4 = \langle P_2 P_4 \rangle - \langle P_2 \rangle \langle P_4 \rangle.$$

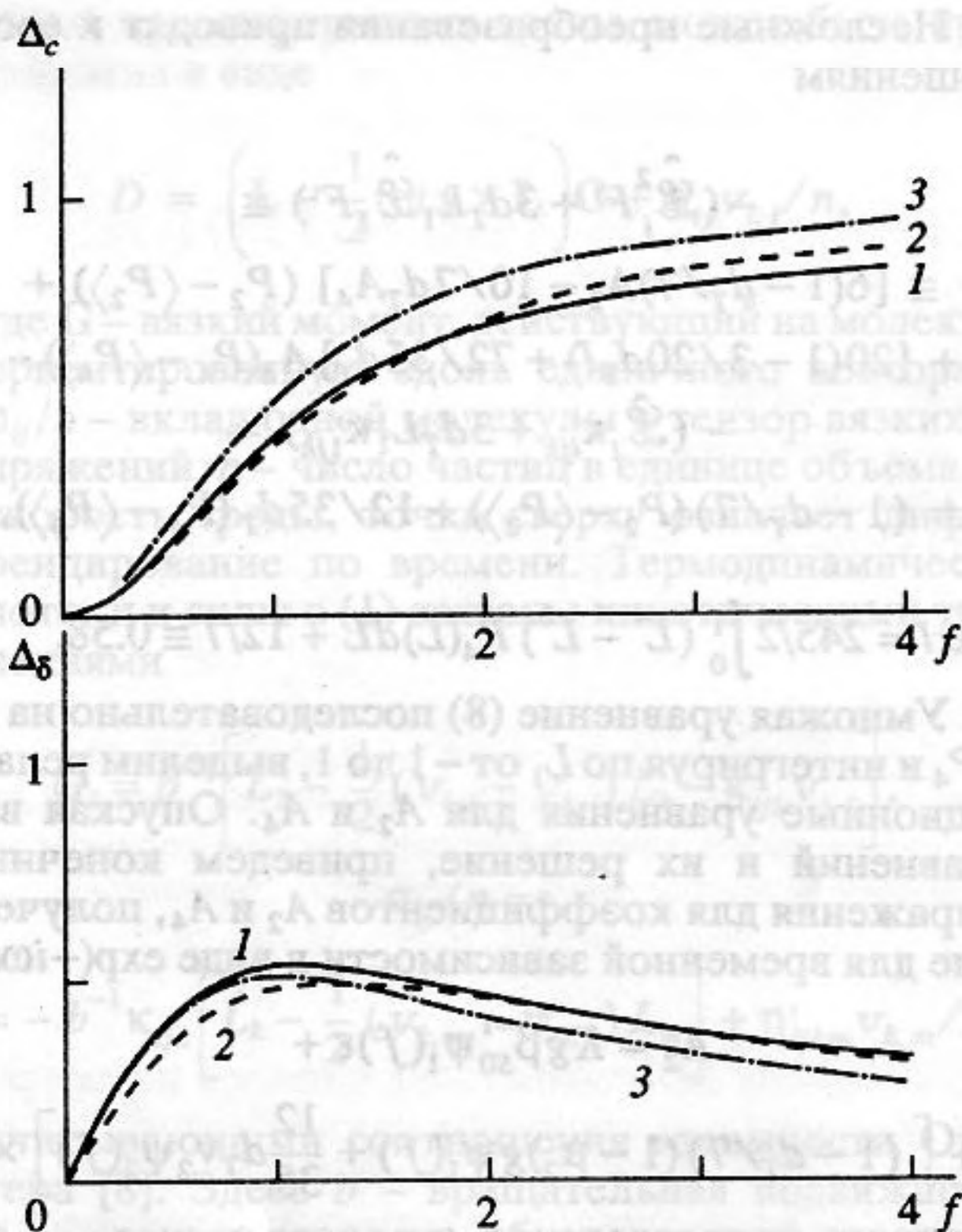


Рис. 1. Теоретическая (1), экспериментальная (2) и релаксационная (3) зависимости от частоты $f = \omega\tau_2$ анизотропии коэффициента поглощения $\Delta\delta$ и скорости звука Δc в МВВА при температуре $T = T_c - 5^\circ$.

Относительная анизотропия скорости $\frac{\Delta c}{c_\infty}$ и коэффициента поглощения звука на длине волны $\Delta\delta_\lambda$ определяются через анизотропию упругого модуля

$$\frac{\Delta c}{c_\infty} = \text{Re} \Delta E / 2\rho c_\infty^2 =$$

$$= B \{ (\psi'_1 - v_4 \kappa \psi'_2) [1 + g\xi(1 - d_T/7)(1 - \mu_2)] +$$

$$+ \frac{12}{35} d_T \xi (v_2 \psi'_2 - \kappa \psi'_3) \}, \quad (9)$$

$$\Delta\sigma_\lambda = -\pi \text{Im} \Delta E / \rho c_\infty^2 =$$

$$= 2\pi B \{ (\psi''_1 - v_4 \kappa \psi''_2) [1 + g\xi(1 - d_T/7)(1 - \mu_2)] +$$

$$+ \frac{12}{35} d_T \xi (v_2 \psi''_2 - \kappa \psi''_3) \}, \quad (10)$$

где

$$B = \frac{3}{2} n T \left[\frac{1}{T_c} \left(\frac{\partial T_c}{\partial p} - \frac{T_c \alpha V}{C_p} \right) \right] \langle P_2 \rangle (1 + R n d_T^2 C_p)^{-1} \times$$

$$\times (3a_1 + 2a_3 + 2a_5),$$

$$\xi = K^{-1} g^{-1} \beta_{s0} (a_1 + 2a_3 + 2a_5) / (3a_1 + 2a_3 + 2a_5),$$

ψ'_α и ψ''_α — действительные и мнимые части функции ψ_α

$$\psi'_1 = f^2 \frac{f^2 + \tau^2 - \mu_1 - \tau\mu_2}{\Delta_0},$$

$$\psi''_1 = f \frac{f(1 - \mu_2) + \tau + \tau\mu_1}{\Delta_0},$$

$$\psi'_2 = f^2 \frac{1 + \tau - \mu_2}{\Delta_0}, \quad \psi''_2 = f \frac{f^2 - \tau - \mu_1}{\Delta_0},$$

$$\psi'_3 = f^2 \frac{[1 + \mu_2^2 - \mu_2(2\mu_2 + \tau) - \mu_2]}{\Delta_0},$$

$$\psi''_3 = f \frac{f^2 \tau + (\mu_1 + \tau)(1 - \mu_2)}{\Delta_0},$$

$$\Delta_c = (f^2 - \tau - \mu_1)^2 + f^2(1 + \tau - \mu_2)^2.$$

Для сравнения теории с данными эксперимента проанализируем частотную зависимость $\Delta c/c_\infty$ и δ_λ , температурную зависимость и величину дисперсии анизотропии скорости для жидкого кристалла МВВА с молекулярным весом $\mu = 267$ и параметрами $C_p = 2 \times 10^6$ Дж м⁻³ град⁻¹ [9], $\alpha = 3 \times 10^{-4}$ град⁻¹ [10], $\rho = 10^3$ кг м⁻³, $c_\infty = 1500$ м с⁻¹ [11], $\frac{\partial T_c}{\partial p} = 3.0 \times 10^{-7}$ град Н⁻¹ м² [12]. Известно, что потенциал Майера-Заупе приводит к слишком медленному изменению параметра порядка $S = \langle P_2 \rangle$ с температурой. Поэтому для численного расчета анизотропии по формулам (9) - (10) заимствуем $\langle P_2 \rangle$ из данных эксперимента, используя интерполяционную формулу, $\langle P_2 \rangle = 0.35(T_c - T + 0.6^\circ)^{0.22}$ [13]; при вычислении $\langle P_4 \rangle$, R , R_4 проводим усреднение по равновесному распределению, в котором использованы экспериментальные значения $\langle P_2 \rangle$. Коэффициент a_1 для вытянутого эллипсоида близок к 1 [14], считаем $a_1 = 1$; коэффициенты a_3 и a_5 , игнорируя анизотропию НЖК при определении вязких моментов, полагаем равными нулю.

Начнем с анализа частотной зависимости. На рис. 1 для температуры $T = T_c - 5^\circ$ построены как функции частоты f теоретические кривые для приведенных относительной анизотропии скорости $\Delta'_c = \frac{\Delta c}{c_\infty} B^{-1}$ и поглощения $\Delta'_\delta = \frac{1}{2\pi} \Delta\delta_\lambda B^{-1}$, а также нанесены кривые, аппроксимирующие экспериментальную частотную зависимость, и для сравнения кривые, соответствующие релак-

сационной зависимости. Аппроксимирующие кривые построены по формулам

$$\Delta_c^e = 0.523 \frac{\tilde{f}^2}{1 + \tilde{f}^2} + 0.477 \frac{\tilde{f}^2}{(\tau_2/\tau_n) + \tilde{f}^2},$$

$$\Delta_8^e = 0.523 \frac{\tilde{f}}{1 + \tilde{f}^2} + 0.477 \frac{\tilde{f}}{(\tau_2/\tau_n) + \tilde{f}^2},$$

предложенным в работе [1]; отношение τ_2/τ_n , где τ_n — время релаксации ориентации концевых групп молекул, найденное по данным указанной работы, равно $\tau_2/\tau_n|_{T=T_c-5^\circ} = 1.973$. Релаксационная зависимость от частоты определяется функциями $\Delta_c^r = \tilde{f}^2 / (1 + \tilde{f}^2)$, $\Delta_8^r = \tilde{f} / (1 + \tilde{f}^2)$.

В этих формулах приведенная частота \tilde{f} равна $\tilde{f} = \omega \tilde{\tau}_2$, где $\tilde{\tau}_2$ — время релаксации параметра порядка, определяемое в эксперименте из условия $\omega_m \tilde{\tau}_2 = 1$, ω_m — частота релаксации, соответствующая максимальному значению коэффициента поглощения звука δ . Теоретический коэффициент поглощения $\delta(f) \sim \text{Im}\langle P_2 F_0 F^n \rangle \sim (R A_2 + R_4 A_4)$ достигает максимума при $f = 1.2$, что приводит к соотношению между временами $\tilde{\tau}_2/\tau_2 = 0.83$, которое используется при расчете экспериментальной и релаксационной зависимостей Δ_8 и Δ_c от частоты f .

Сравнение кривых показывает, что теоретическая частотная зависимость анизотропии скорости и поглощения хорошо согласуется с экспериментальной и так же, как и последняя, отличается от релаксационной, приводя к более широкому интервалу частот, в котором наблюдается переход от низкочастотной анизотропии к высокочастотной.

Величину эффекта определим дисперсией относительной анизотропии скорости $D\Delta C = \Delta c/c_\infty|_{\omega=\infty} - \Delta c/c_\infty|_{\omega=0}$, выражение для которой получим из формулы (9)

$$D\Delta C = B \left[1 + g\xi (1 - d_T/7)(1 - \mu_2) - \frac{12}{35} d_T \xi \kappa \right]. \quad (11)$$

На рис. 2 построена теоретическая зависимость анизотропии $D\Delta C$, там же нанесена кривая, аппроксимирующая данные эксперимента и построенная по формуле $D\Delta C = 38 \times 10^{-4} \langle P_2 \rangle (1 + 0.4 \langle P_2 \rangle) [\langle P_2 \rangle (1 + 0.4 \langle P_2 \rangle)|_{T_c-T=5^\circ}]^{-1}$, предложенной в [1]. Близость кривых демонстрирует хорошее согласие с экспериментом как величины, так и температурной зависимости анизотропии.

Заметим, что расчет акустической анизотропии в замкнутой теории, когда параметр $\langle P_2 \rangle$

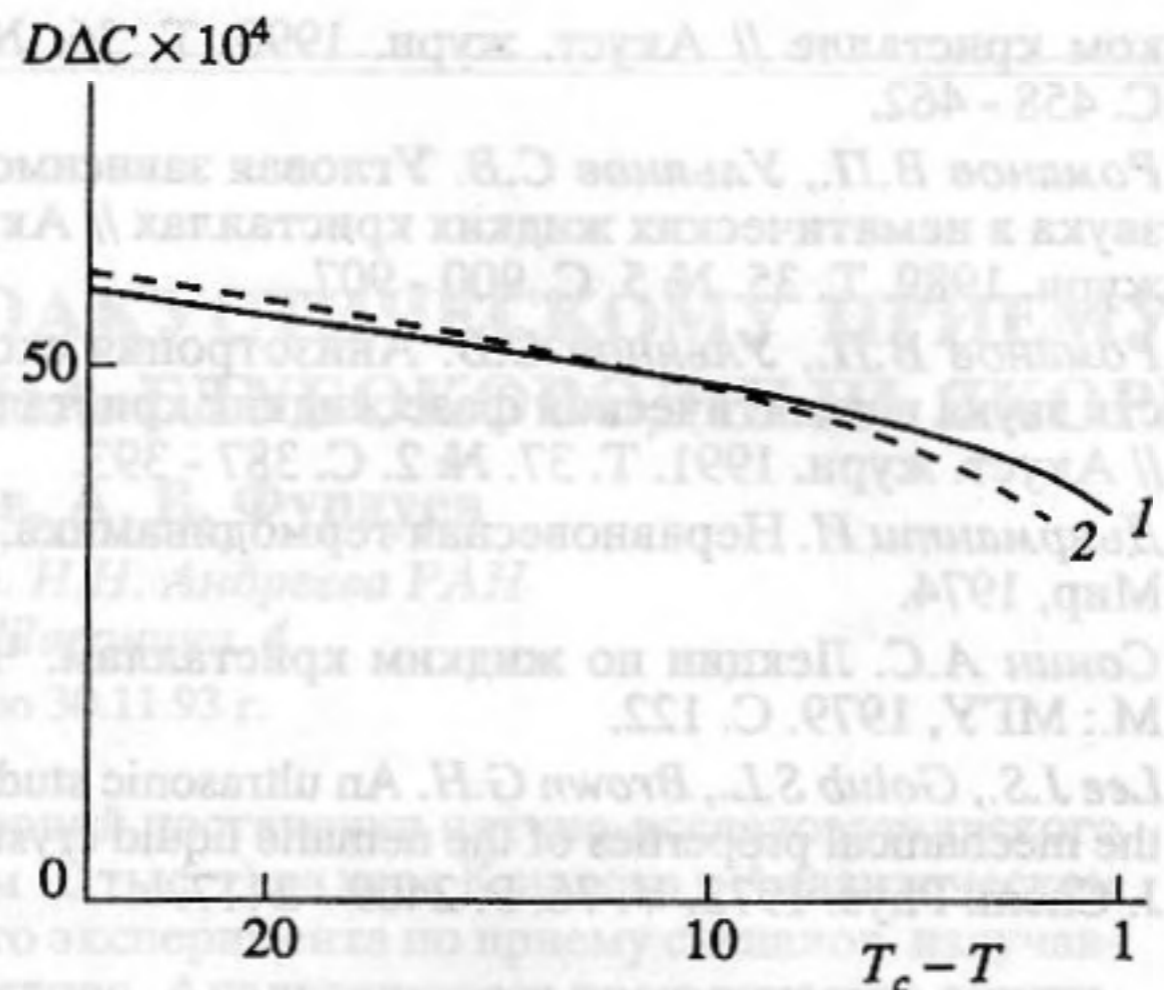


Рис. 2. Теоретическая (1) и экспериментальная (2) зависимости относительной дисперсии анизотропии скорости звука $D\Delta C$ от температуры в МББА.

определяется решением самосогласованного уравнения $\langle P_2 \rangle = \int_{-1}^1 P_2(L_1) F_0 [\langle P_2 \rangle, P_2(L_1)] dL_1$, приводит к частотным зависимостям Δ_c^f и Δ_8^f , близким к определенным выше, но величина эффекта $D\Delta C$ оказывается примерно в 1.5 раза больше экспериментального. Полагая в формулах (8) - (11) $\tau = \nu_2 = \nu_4 = \mu_1 = \mu_2 = 0$, перейдем к теории, рассматривающей релаксацию одного лишь момента $\langle P_2 \rangle$. В этом случае ухудшается соответствие частотной и температурной зависимости анизотропии данным эксперимента, значение $D\Delta C$ также больше экспериментального в 1.5 раза.

Таким образом, статистическая теория акустической анизотропии, построенная с учетом релаксации второго и четвертого моментов углового распределения ориентаций молекул, позволяет описать одновременно частотную, температурную зависимости и величину эффекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Castro C.A., Hikata A., Elbaum C. Ultrasonic attenuation anisotropy in a nematic liquid crystal // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. № 1. P. 353 - 362.
2. Jahnig F. Dispersion and Absorbtion of Sound in Nematics // Z. fur Fhyzik. 1973. B. 258. № 3. P. 199 - 208.
3. Аэро Э.Л. Анизотропия акустической дисперсии продольных волн в жидких кристаллах // V Всесоюзн. съезд по теорет. и прикладной механике. Алма-Ата: Наука, 1981. Аннот. докл. С. 37.
4. Степанов В.И. Кинетическая теория динамических свойств нематических жидких кристаллов // К статистической теории нематических жидких кристаллов. Свердловск: Изд-во Ур. НЦ, 1982. С. 39 - 61.
5. Кожевников Е.Н. Критическая анизотропия скорости и поглощения звука в нематическом жид-

- ком кристалле // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 458 - 462.
6. Романов В.П., Ульянов С.В. Угловая зависимость звука в нематических жидких кристаллах // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 900 - 907.
 7. Романов В.П., Ульянов С.В. Анизотропия скорости звука в нематической фазе жидких кристаллов // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 387 - 393.
 8. Дьярманти И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974.
 9. Сонин А.С. Лекции по жидким кристаллам. Ч. 1. М.: МГУ, 1979. С. 122.
 10. Lee J.S., Golub S.L., Brown G.H. An ultrasonic study of the mechanical properties of the nematic liquid crystal // J. Chem. Phys. 1972. V. 76. P. 2409 - 2417.
 11. Eden D., Garland C.W. Williamson R.C. Ultrasonic investigation of the nematic-isotropic phase transition in MBVA // J. Chem. Phys. V. 58. № 5. P. 1861 - 1868.
 12. Тихомирова М.А., Вистинь А.К., Носов В.Н. Влияние давления на фазовые переходы в нематических жидких кристаллах // Кристаллография. 1972. Т. 17. № 5. С. 1000 - 1002.
 13. Кожевников Е.Н., Чабан И.А. Распространение звука в нематическом жидком кристалле вблизи перехода его в изотропную жидкость // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 3. С. 363 - 371.
 14. Покровский В.Н. Статистическая механика разбавленных суспензий. М.: Наука, 1978. С. 178.

A Statistical Theory of Acoustic Anisotropy in Nematic Liquid Crystal

E. N. Kozhevnikov

Anisotropy of the complex elastic modulus of a nematic liquid crystal in an acoustic wave is determined by averaging of microscopic stresses from individual molecules over the equilibrium angular distribution of molecular orientations. Microstresses are caused by deviation in density of distribution from equilibrium; perturbations of density are governed by the Fokker-Planck equation. Anisotropy of sound velocity and absorption coefficients are derived, and the results are compared with experimental data.