УДК 532.783; 548—14

К ВОПРОСУ О СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕМАТИКАХ

Б. М. Хасанов

Исследовано влияние флуктуаций тензорного параметра порядка на скорость ядерной спин-решеточной релаксации в нематических жидких кристаллах. Вычислена скорость релаксации, обусловленная взаимодействием Ван-дер-Ваальса между молекулами.

Проблеме ядерной спин-решеточной релаксации в нематических жидких кристаллах посвящено множество теоретических и экспериментальных работ. Наиболее полно состояние вопроса было описано еще десять лет назад [1, 2]. Литературу последних лет можно найти в обзоре [3]. Принципиальным здесь является существование механизма релаксации, связанного с флуктуациями ориентации директора — новой степенью свободы в нематическом жидком кристалле [4]. Этот механизм релаксации приводит к характеристической частотной зависимости скорости ядерной спин-решеточной релаксации $T_1^{-1} \sim \omega^{-1/2}$, которую часто называют законом Пинкуса.

Как известно, параметром порядка в нематиках является симметричный тензор второго ранга $Q_{\alpha\beta}$ со шнуром, равным нулю. Если учесть, что во всех известных нематиках $Q_{\alpha\beta}$ является одноосным, то параметр порядка определяется тремя величинами. Таким образом, новой по сравнению с изотропной фазой степенью свободы служит тензор $Q_{\alpha\beta}$, флуктуации которого включают в себя продольные, поперечные и двухосные флуктуации, причем первая есть флуктуация модуля параметра порядка.

Другой характерной особенностью нематического жидкого кристалла, как и всякой вырожденной системы, является наличие сингулярных (по отношению к волновому вектору флуктуаций $q \to 0$) продольных флуктуаций, которые связаны с голдстоуновскими поперечными флуктуациями. Такие флуктуации принципиально отличаются от флуктуаций модуля параметра порядка, щель в спектре которых не равна нулю в нематической фазе. Учет сингулярных продольных и двухосных флуктуаций параметра порядка в нематиках и их влияние на рассеяние света рассматривались в [5, 6].

В настоящей работе исследуется влияние флуктуаций тензорного параметра порядка на скорость ядерной спин-решеточной релаксации в нематике. В этой связи рассматривается вклад двухосных флуктуаций параметра порядка в скорость релаксации и сингулярных продольных флуктуаций в скорость релаксации во вращающейся системе координат. Кроме того, предлагается возможный вариант отклонения от закона Пинкуса на больших частотах, связанный с учетом взаимодействия Ван-дер-Ваальса между молекулами нематического жидкого кристалла.

1. Свободная энергия и фазовый переход нематик—жидкость

В рамках теории фазовых переходов Ландау свободную энергию вблизи фазового перехода можно разложить в ряд

$$F = {}^1/_2\, AQ_{\alpha\beta}Q_{\beta\alpha} - {}^1/_3 BQ_{\alpha\beta}Q_{\beta\gamma}Q_{\gamma\alpha} + {}^1/_4 C\,(Q_{\alpha\beta}Q_{\beta\alpha})^2 - {}^1/_2 \chi_a H_\alpha H_\beta Q_{\alpha\beta}. \qquad (1)$$

Предполагается, что коэффициент $A=a\,(T-T^*)$, где T^* — температура фазового перехода II рода, если $B=0$, а B и C — постоянные; χ_a — анизотропия диамагнитной восприимчивости; H — внешнее магнитное поле. В силу эквивалентности тензора $Q_{\alpha\beta}$ спинору Q_l^m с рангом $l=2$ плотность свободной энергии можно выразить через флуктуации Q_l^m и скалярной параметр порядка $Q=\langle Q_l^0\rangle$

$$F = {}^1/_2 AQ^2 - {}^1/_3 BQ^3 + {}^1/_4 CQ^4 - hQ + {}^1/_2\,(r_0 + L\nabla^2)\,Q_2^0Q_2^0 +$$
$$+ (h/Q + L\nabla^2)\,Q_2^1Q_2^{-1} + (h/Q + 3BQ + L\nabla^2)\,Q_2^2Q_2^{-2}, \qquad (2)$$

где внешнее поле направлено по оси z; $h=\chi_a H^2/3$,

$$r_0 = (2B^2/3C)\,(\tau + \tau^{1/2}), \quad \tau = (T^+ - T)/(T^+ - T^*), \quad T^+ = T^* + B^2/3aC, \qquad (2a)$$

T^+ — температура, при которой фазовый переход становится непрерывным; L — упругая постоянная. Фазовый переход I рода происходит при температуре

$$T_c = T^* + (2B^2/9aC)\,(1 + h/2h_k), \quad h_k = B^3/27C^2, \qquad (3)$$

при $h > h_k$ фазового перехода нет, а $T_c\,(h_k)=T^+$. Если $h=0$, то температуру T^+ следует заменить на $T^{**}=T^*+B^2/4aC$, которая определяет температуру перегрева нематической фазы.

Здесь мы пренебрегли анизотропией упругих постоянных и ограничились только гауссовыми флуктуациями Q_l^m. Как показывают многочисленные экспериментальные данные, этого оказывается достаточно для описания фазового перехода I рода в нематиках. При необходимости члены, описывающие взаимодействие флуктуаций, могут быть выписаны и учтены по теории возмущения.

Выражение для плотности свободной энергии (2) будет исходным для получения выражений для среднеквадратичных флуктуаций параметра порядка. Мы также будем считать, что теория Ландау является хорошим приближением во всей области существования нематика [5].

2. Время спин-решеточной релаксации

Рассмотрим хорошо известную модель, в рамках которой предполагается, что два ядерных спина $I=1/2$ расположены на длинной оси молекулы нематика. Тогда гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия в молекуле можно представить в виде

$$\mathcal{H}_{d\text{-}d} = \sum_{p=-2}^{2} F^{(-p)}\Lambda^{(p)}, \qquad (4)$$

где

$$F^{(0)} = 3\cos^2\theta - 1, \quad \Lambda^{(0)} = (g^2\beta_n^2/a_0^3)\left\{I_1^zI_2^z - \frac{1}{4}\,(I_1^+I_2^- + I_1^-I_2^+)\right\},$$

$$F^{(\pm1)} = \sin\theta\cos\theta e^{\pm i\varphi}, \quad \Lambda^{(\pm1)} = (2g^2\beta_n^2/3a_0^3)\,\{I_1^zI_2^\pm + I_1^\pm I_2^z\},$$

$$F^{(\pm2)} = \sin^2\theta e^{\pm 2i\varphi}, \quad \Lambda^{(\pm2)} = (2g^2\beta_n^2/3a_0^3)\,I_1^\pm I_2^\pm.$$

Здесь θ, φ — полярный и азимутальный углы длинной оси молекулы в лабораторной системе координат; g — фактор спектроскопического расщепления, β_n — ядерный магнетон Бора, a_0 — расстояние между спинами. Флуктуации тензорного параметра порядка будут давать дополнительный вклад в ядерную спиновую релаксацию в нематике.

Для дипольного взаимодействия (4) скорости спин-решеточной релаксации в лабораторной T_1^{-1} и во вращающейся системе координат $T_{1\rho}^{-1}$ выражаются через корреляционные функции тензорного параметра порядка [7]

$$T_1^{-1} = {}^9/_8 g^4 \beta_n^4 a_0^{-6} [G_1(\omega_0) - G_2(2\omega_0)], \tag{5}$$

$$T_{1\rho}^{-1} = {}^9/_8 g^4 \beta_n^4 a_0^{-6} [{}^1/_4 G_0(2\omega_1) + {}^5/_2 G_1(\omega_0) + {}^1/_4 G_2(2\omega_0)], \tag{6}$$

где

$$G_p(n\omega) = \int \langle F^{(-p)}(t) F^{(p)}(0) \rangle e^{-in\omega t} dt, \tag{7}$$

ω_0 — частота Лармора; $\omega_1 = g\beta_n H_1/\hbar$; $F^{(p)}$ связаны с $Q^{(p)}$ и $Q_{\alpha\beta}$ следующими соотношениями:

$$F^{(0)} = 2Q^{(0)}, \quad F^{(\pm 1)} = {}^2/_3 Q^{(\pm 1)}, \quad F^{(\pm 2)} = {}^2/_3 Q^{(\pm 2)},$$
$$Q^{(0)} = Q_{zz}, \quad Q^{(\pm 1)} = Q_{zx} \pm iQ_{zy}, \quad Q^{(\pm 2)} = Q_{xx} - Q_{yy} \pm 2iQ_{xy}. \tag{8}$$

Из разложения (2) легко получить явный вид для корреляционных функций $G_p(q)$

$$G_0(q) = (r_0 + Lq^2)^{-1}, \tag{9а}$$

$$G_1(q) = {}^1/_2 (h/Q + Lq^2)^{-1}, \tag{9б}$$

$$G_2(q) = {}^1/_2 (h/Q + 3BQ + Lq^2)^{-1}. \tag{9в}$$

Функции $G_p(q)$ $p=0$, 1, 2 представляют собой соответственно корреляторы продольных, поперечных и двухосных флуктуаций тензорного параметра порядка в гауссовом приближении для нематика. Флуктуации всех трех видов влияют на ядерную релаксацию, и вклад каждого принципиально отличен от другого. Щель в спектре продольных флуктуаций r_0 уменьшается при приближении к T_c (2а), где

$$r_0(T_c) = Q_c(h=0) B(\tau_c + \tau_c^{1/2}), \quad Q_c(h) = (B/3C)[1 + (1 - h/h_k)^{1/2}],$$
$$\tau_c = {}^1/_3 (1 - h/h_k). \tag{10}$$

Для возбуждения двухосных флуктуаций необходимо преодолеть барьер $\Delta = h/Q + 3BQ$,

$$\Delta = \frac{3}{4} Q_c(h=0) B \left\{ 1 + \tau^{1/2} + \frac{4h}{9h_k} (1 + \tau^{1/2})^{-1} \right\}, \tag{11}$$

а при $h=0$ $\Delta(T^*)/\Delta(T_c) = 3/2$.

Поперечные флуктуации (9б) в отличие от двухосных подавляются только внешним магнитным полем H.

3. Корреляционные функции параметра порядка

Рассмотрим в отдельности каждый из Фурье-образов $G_p(\omega)$ в выражениях для T_1^{-1} и $T_{1\rho}^{-1}$. При вычислении коррелятора $G_0(\omega)$ наряду с флуктуациями модуля Q параметра порядка (9а) мы рассмотрим продольные флуктуации, обусловленные сильными поперечными флуктуациями. Такая связь имеет место в силу принципа сохранения модуля в любой вырожденной системе [6]

$$2QQ_2^0 = -Q_2^1 Q_2^{-1}. \tag{12}$$

Для коррелятора $\langle Q_2^0 Q_2^0 \rangle$ в импульсном представлении можно записать

$$\langle | Q_2^0 (\mathbf{q}) |^2 \rangle = \frac{1}{4Q^2} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} G_1(\mathbf{p}) G_1(\mathbf{p}+\mathbf{q}), \tag{13}$$

где $G_1(\mathbf{p})$ — поперечный коррелятор (9б). Подобные корреляционные функции были вычислены в [6], где исследовалось влияние флуктуаций тензорного параметра порядка на рассеяние света в нематике. Можно показать [5], что продольные флуктуации (13) доминируют над флуктуациями модуля параметра порядка, вычисленными в рамках теории Ландау при волновых векторах $q \leqslant q_0$, что соответствует длинам волн ~ 500 Å. С учетом динамики флуктуаций продольный коррелятор (13) равен [6]

$$\tilde{G}_0(q\omega) = (\pi^2 T^2 D^{1/2}/32 Q^2 L^2)(\omega^2 + D^2 q^4)^{-1/4} [(\omega^2 + D^2 q^4)^{1/2} + Dq^2]^{-1/2}, \tag{14}$$

где $D = L/4\gamma$, γ — вязкость, коррелятор

$$G_0(q\omega) = (2T/\eta)(\omega^2 + \tau_q^{-2})^{-1}. \tag{15}$$

Выражение (15) записано в приближении Ландау—Халатникова, где каждая Фурье-компонента $Q_2^0(q)$ экспоненциально релаксирует к равновесному значению с характерным временем

$$\tau_q^{-1} = (L/\eta)(q^2 + \xi^{-2}), \quad \xi = \xi_0 (\tau + \tau^{1/2})^{-1/2}, \quad \xi_0 = (3LC/2B^2)^{1/2}. \tag{16}$$

Таким образом, для спектральной функции на частоте ω_1, дающей вклад в скорость ядерной спин-решеточной релаксации, во вращающейся системе координат (6) имеем

$$G_0(\omega_1) = \int\limits_{q<q_0} \tilde{G}_0(q\omega_1) \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} + \int\limits_{q>q_0} G_0(q\omega_1) \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi^3)}.$$

Используя (14), (15), нетрудно окончательно получить

$$\tilde{G}_0(\omega_1) = \frac{T^2 \gamma}{64 Q^2 L^3} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1+u_c}{1-u_c} - u_c \right), \quad u_c = \sqrt{2} \frac{\omega_c}{\omega_1} \left[\left(1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_c^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}, \tag{17а}$$

$$G_0(\omega) = \varkappa [(\pi/4)(\omega_c/\omega_\xi)^{1/2} u_\xi - 1], \tag{17б}$$

где $\varkappa = T\eta^{1/2}/\pi^2 L^{3/2} \omega_c^{1/2}$, u_ξ получается из u_c заменой ω_c на ω_ξ, а $\omega_c = (L/\eta) q_c^2$, $\omega_\xi = (L/\eta)\xi^{-2}$. Здесь $q_c = 2\pi/\lambda_c$ — предельный волновой вектор в спектре колебаний, так что q_c^{-1} порядка молекулярного размера, а корреляционная длина $\xi \gg q_c^{-1}$ вблизи точки фазового перехода. Для нематика типа МББА [8] $T_c - T^* = 1$ К, $a = 5.3 \cdot 10^5$ эрг/К $\cdot$ см^3, $B = 5.1 \cdot 10^6$ эрг/см^3, $C = 1.1 \cdot 10^7$ эрг/см^3, $L = 0.5 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $\eta = 0.1$ П, $\lambda_c \simeq 2 \cdot 10^7$ см. Отсюда имеем $\omega_c = 3 \cdot 10^9$ с$^{-1}$, $\omega_\xi = 5 \cdot 10^7$ с$^{-1}$. Частоты ω_1 в экспериментах по спин-решеточной релаксации во вращающейся системе координат удовлетворяют неравенству $\omega_1 \ll \omega_\xi$ во всей области существования нематика, поэтому для отношения спектральных функций (17а), (17б) имеем

$$\tilde{G}_0(\omega_1)/G_0(\omega_1) \simeq (\pi T \gamma / 16 Q^2 L^{3/2} \eta^{1/2}) \, \omega_\xi^{1/2} \ln(\omega_c/\omega_1). \tag{18}$$

Подставляя в (18) численные значения параметров и считая, что $\eta \sim \gamma$, получаем $0.5 \ln(\omega_c/\omega_1) > 1$. Приведенная оценка показывает, что продольные флуктуации параметра порядка, обусловленные поперечными флуктуациями, дают существенный вклад в скорость ядерной релаксации во вращающейся системе координат $T_{1\rho}^{-1}$.

Поперечный коррелятор (9б) и связанная с ней спектральная функция $G_1(\omega)$ напрямую входят в выражения для T_1^{-1} и $T_{1\rho}^{-1}$. Если пренебречь членами порядка $\omega_H/\omega \ll 1$ ($\omega_H = h/Q\eta$, а при $\chi_a = 10^{-7}$ СГС, $H = 10^4$ Гс, $\omega_H = 10^2$ с$^{-1}$), то для $G_1(\omega)$ легко получить хорошо известное выражение Пинкуса

$$G_1(\omega) = \left(\pi/4\sqrt{2}\right)(\omega_c/\omega)^{1/2} \varkappa. \tag{19}$$

Приведя аналогичные вычисления для спектральной функции двухосных флуктуаций $G_2(\omega)$, имеем

$$G_2(\omega) = \left(\pi\varkappa/4\sqrt{2}\right)(\omega_c/\Omega)^{1/2}\{1+[1+(\omega/\Omega)^2]^{1/2}\}^{-1/2}, \tag{20}$$

где $\Omega=\Delta/\eta$, Δ определяется из (11), причем зависимость от h пренебрежимо мала в реально достижимых магнитных полях, так как, например, для МББА $h_k=4\cdot 10^4$ эрг/см^3. Поэтому с большой степенью точности можно записать $\Omega=\Omega_0\,(1+\tau^{1/2})$, где $\Omega_0=3Q_cB/4\eta$. Оценка величины Ω для широкого интервала температур нематика дает 10^7—10^8 с$^{-1}$. В результате с учетом (17а), (17б), (19), (20) и (6) можно получить выражение для $T_{1\rho}^{-1}$

$$T_{1\rho}^{-1} = \frac{9\sqrt{3}\,\pi\varkappa}{256}\,\omega_D^2\left(\frac{\omega_c}{\Omega_0}\right)^{1/2}\left\{(\tau+\tau^{1/2})^{-1/2} + 10\sqrt{\frac{2}{3}}\left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^{1/2} + \right.$$

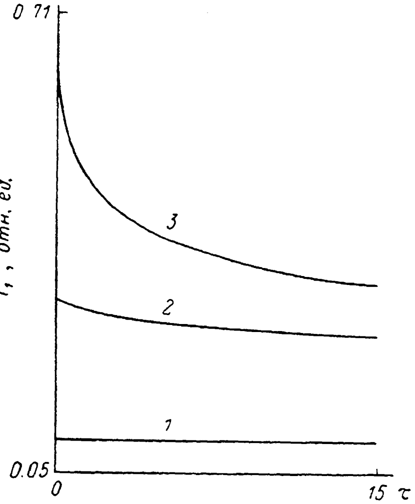
$$\left. + \sqrt{\frac{2}{3}}\,(1+\tau^{1/2})^{-1/2}\left[1+\left(1+\left(\frac{2\omega}{\Omega}\right)^2\right)^{1/2}\right]^{-1/2} + \frac{\pi^3\gamma\varkappa}{8\sqrt{3}\,\eta Q^2}\,(\omega_c\Omega_0)^{1/2}\ln\frac{\omega_c}{\omega_1}\right\},$$

$$\omega_D = g^2\beta_n^2/\hbar a_0^3. \tag{21}$$

Скорость ядерной релаксации в лабораторной системе координат (5) равна

$$T_1^{-1} = \frac{9\pi\varkappa\omega_D^2}{32\sqrt{2}}\left(\frac{\omega_c}{\Omega_0}\right)^{1/2}\left\{\left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^{1/2} + (1+\tau^{1/2})^{-1/2}\left[1+\left(1+\left(\frac{2\omega}{\Omega}\right)^2\right)^{1/2}\right]^{-1/2}\right\}. \tag{22}$$

Температурная зависимость T_1^{-1} сильно зависит от отношения ω/Ω_0, для некоторых значений которого температурно-зависящая часть скорости релаксации (вторая часть в фигурной скобке (22)) приведена на рисунке. Кривые для значений $\omega/\Omega_0=10^{-1}$ и меньше почти сливаются с кривой *3*, хотя при $\tau=0$ выходят на все бо́льшие значения скорости. Схожая зависимость наблюдалась в [9], но для количественного сравнения необходима температурная зависимость T_1^{-1} в широком частотном диапазоне.



Зависимость скорости релаксации (второе слагаемое в фигурной скобке (22)) от температуры вблизи фазового перехода нематик—изотропная жидкость для $\omega/\Omega_0=10^2$ (*1*), 10 (*2*) и 1 (*3*).

4. Энергия Ван-дер-Ваальса и спин-решеточная релаксация

Закон Пинкуса $T_1 \sim \omega^{1/2}$ (5), (19) для релаксации спинов обусловлен флуктуациями директора в нематическом жидком кристалле. Здесь мы рассмотрим модель релаксации, предложенную Пинкусом, с учетом дальнодействующих сил Ван-дер-Ваальса. Для этого рассмотрим спектральную функцию $G_1(\omega)$ с учетом энергии взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Нам необходимо наряду с энергией Франка, соответствующей неоднородному распределению директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$

$$F = {}^1/_2\,K_1(\operatorname{div}\mathbf{n})^2 + {}^1/_2\,K_2(\mathbf{n}\cdot\operatorname{rot}\mathbf{n})^2 + {}^1/_2\,K_3[\mathbf{n}\times\operatorname{rot}\mathbf{n}]^2, \tag{23}$$

учесть энергию взаимодействия Ван-дер-Ваальса молекул, по-разному ориентированных в различных точках пространства. Ван-дер-ваальсовы силы действуют между молекулами на расстояниях, больших по сравнению с атомными размерами l. Важное свойство вклада этого взаимодействия в свободную энергию состоит в его неаддитивности. Это отражается и на свойствах Фурье-компонент корреляционной функции поперечных флуктуаций директора. При наличии только лишь короткодействующих сил корреляционная функция была бы регулярной функцией от ql, разложимой при $ql \ll 1$ по четным степеням ql. Силы Ван-дер-Ваальса приводят к появлению в корреляционной функции члена, существенно меняющегося уже в области $q \sim \lambda_0^{-1}$ (а не $q \sim l^{-1}$), где λ_0 — характерная длина волн в спектре поглощения ($\lambda_0 \gg l$). При $ql \ll 1$ параметр $q\lambda_0$ может быть как малым, так и большим.

Из общей теории сил Ван-дер-Ваальса в конденсированных средах энергия Ван-дер-Ваальса в неоднородной системе равна изменению энергии флуктуационного электромагнитного поля [10]. Для нематика имеем [11]

$$F = -\frac{1}{4(2\pi)^3}\int \omega^2 d\omega \int d\mathbf{r}' D_{il}^{(0)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}', \omega) D_{mk}^{(0)}(\mathbf{r}'-\mathbf{r}, \omega)\,\delta\varepsilon_{lm}(\mathbf{r}', i\omega)\,\delta\varepsilon_{ik}(\mathbf{r}, i\omega), \tag{24}$$

где $D^{(0)}$ — функция Грина электрического поля в однородной среде, $\delta\varepsilon_{ik} = \varepsilon_a(i\omega)\, n_i(\mathbf{r})\, n_k(\mathbf{r})$, ε_a — анизотропия диэлектрической проницаемости.

Фурье-преобразование и интегрирование приводят к громоздким формулам, которые могут быть упрощены для больших и малых q. Для случая $q\lambda \gg 1$ имеем [11]

$$F = \frac{4M}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{q}\left\{3\frac{q_\perp^2 q_z^2}{q}|\delta n_1(\mathbf{q})|^2 + qq_\perp^2|\delta n_2(\mathbf{q})|^2\right\}, \tag{25}$$

где $\delta n_\alpha(\mathbf{q})$ есть две компоненты моды $\delta\mathbf{n}(\mathbf{q})$ в двух перпендикулярных к оси z направлениях, $q^2 = q_\perp^2 + q_z^2$, $q_\perp^2 = q_x^2 + q_y^2$,

$$M = \frac{\hbar}{2048\pi}\int_0^\infty \frac{\varepsilon_a^2(i\omega)}{\varepsilon^2(i\omega)}\,d\omega. \tag{26}$$

При малых $q\lambda \ll 1$ F дается выражением Франка (23), но с перенормированными упругими константами. Используя выражения (25) и (23), можно получить спектр флуктуаций директора

$$\omega(q) \to q^2 f(\lambda q). \tag{27}$$

Функция $f(x) \sim 1$ для $x \ll 1$ и $f(x) \sim x$ для $x \gg 1$. Отсюда легко получить оценку $\lambda \sim M/K$. Таким образом, спектр флуктуаций существенно отличается для больших и малых λq, а для временно́й корреляционной функции $G_1(qt)$ можно получить

$$\begin{aligned}
&(Kq^2)^{-1}\exp[(-K/\eta)q^2 t], \quad \lambda q \ll 1, \quad \alpha = 1, 2,\\
&(12Mq_z^2 q_\perp^2/q)^{-1}\exp\left(-12\frac{M}{\eta}\frac{q_z^2 q_\perp^2}{q}t\right), \quad \lambda q \gg 1, \quad \alpha = 1,\\
&(4Mqq_\perp^2)^{-1}\exp\left(-4\frac{M}{\eta}q_\perp^2 qt\right), \quad \lambda q \gg 1, \quad \alpha = 2,
\end{aligned} \tag{28}$$

где η — коэффициент вязкости.

Спектральная функция $G_1(\omega)$, определяющая скорость релаксации, при $\lambda q \ll 1$ приводит к хорошо известному результату [12]

$$\begin{gathered}
G_1(\omega) = \left(4\sqrt{2}\,\pi/K\lambda\right)(\omega_\lambda\omega)^{-1/2} g\left(\sqrt{\omega/\omega_\lambda}\right),\\
g(b) = \pi - \frac{1}{2}\ln\frac{b^2+\sqrt{2}b+1}{b^2-\sqrt{2}b+1} - \operatorname{arctg}\left(\sqrt{2}b+1\right) - \operatorname{arctg}\left(\sqrt{2}b-1\right),\\
\omega_\lambda = K\lambda^{-2}/\eta.
\end{gathered} \tag{29}$$

Интегрирование для больших $\lambda q \gg 1$ должно проводиться в пределах от $1/\lambda$ до $1/l$. Результат для $G_1(\omega)$ зависит от соотношения между ω и $\omega'_\lambda = 4M\lambda^{-3}/\eta$

$$G_1(\omega) = \begin{cases} \dfrac{2\pi^2}{9M}\omega^{-1}\ln\dfrac{\omega}{\omega'_\lambda}, & \omega'_\lambda < \omega < \omega'_\lambda\dfrac{\lambda}{l}, \quad (30а) \\ \dfrac{\pi^2}{9M}\omega^{-1}\ln\dfrac{\omega'_\lambda\lambda^3}{\omega l^3}, & \omega'_\lambda\dfrac{\lambda}{l} < \omega < \omega'_\lambda\dfrac{\lambda^3}{l^3}. \quad (30б) \end{cases}$$

Для частот $\omega > \omega_\lambda$ вклад квадратичных по q членов в (27) в спектральную функцию $G_1(\omega)$ меньше, чем вклад от кубических по q слагаемых. Действительно, в этом случае $g(\sqrt{\omega/\omega_\lambda}) \sim (\omega_\lambda/\omega)^{3/2}$ и отношение (30а) к (29) пропорционально $(\omega/\omega_\lambda)\ln(\omega/\omega_\lambda)$. С другой стороны, выражение (29) становится преобладающим при $\omega < \omega_\lambda$. В этом случае спектральная функция при больших $\lambda q \gg 1$ будет отличаться от (29) на величину $(\omega_\lambda/\omega)^{1/2}$.

Таким образом, выражение (29) для $G_1(\omega)$ со значением $g=\pi$ есть спектральная функция, определяющая релаксацию на частотах $\omega < \omega_\lambda$. В пределе $\omega > \omega'_\lambda$ ($\omega_\lambda \sim \omega'_\lambda$) спектральная функция дается выражениями (30). Для релаксации ядерных спинов при больших частотах лармовской прецессии необходимы флуктуации директора с большим q, и именно тогда происходит отклонение от характеристической зависимости $\omega^{-1/2}$. Мы ничего не можем сказать о виде $G_1(\omega)$, когда $\omega \sim \omega_\lambda$, так как свободная энергия в Фурье-пространстве — довольно сложная функция q. Значение M также неизвестно: для его определения мы должны знать дисперсию и анизотропию ε во всем частотном интервале. Можно лишь сказать, что M определяется только оптическими свойствами нематика и поэтому ω_λ может принимать различные значения для различных нематических соединений.

В нематиках типа ПАА и ПАП [9] была экспериментально обнаружена зависимость $T_1^{-1} \sim \omega^{-n}$ с $1/2 < n < 1$, что качественно согласуется с результатом (30а), хотя для окончательного сравнения требуются дополнительные экспериментальные данные.

Автор благодарен Б. И. Кочелаеву за интерес и конструктивную критику.

Список литературы

[1] Freed J. H. // J. Chem. Phys. 1976. V. 66. N 9. P. 4183—4199.
[2] Байса Д. Ф., Трофимов А. С., Чесноков Е. Д. // Препринт № 4 ИФ АН УССР. Киев, 1979.
[3] Noack F., Schweikert K. H. // Proc. of the Advanced NATO Study Inst. on the Mol. Dynamics of Liq. Cryst. / Ed. G. R. Luckhurst. Il. Ciocco, Italy, 1989.
[4] Pincus P. // Sol. St. Comm. 1969. V. 7. N 4. P. 415—417.
[5] Покровский В. Л., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 2 (8). С. 774—784.
[6] Каменский В. Г., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 4. С. 1606—1614.
[7] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: ИЛ, 1963. 551 с.
[8] Senbetu L., Woo C.-W. // Mol. Cryst. & Liq. Cryst. 1982. V. 84. N 1—4. P. 101—124.
[9] Blinc R., Hogenboom D. L., O'Reilly D. E., Peterson E. M. // Phys. Rev. Lett., 1969. V. 23. N 17. P. 969—972.
[10] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 447 с.
[11] Дзялошинский И. Е., Дмитриев С. Г., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 6. С. 2335—2340.
[12] Doane J. W., Tarr C. E., Nickerson M. A. // Phys. Rev. Lett. V. 33. N 11. P. 620—624.

Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова-Ленина

Поступило в Редакцию
12 июня 1990 г.
В окончательной редакции
13 августа 1990 г.