ориентации не является необходимым условием для наблюдения указанного вида нестационарного сигнала.

Таким образом, обнаружено, что при оптической ориентации атомов щелочных металлов как светом обычной спектральной лампы, так и светом лазера нестационарные сигналы магнитного резонанса имеют две несущие частоты: ларморову и удвоенную ларморову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Борисова Ю. П., Майсурадзе О. Я. — В кн.: Геомагнитное приборостроение. М.: Наука, 1977, с. 36—39.

Поступила в редакцию
11.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 531.19 : 532.783

## К МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ СМЕКТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

**Э. В. Геворкян, К. Л. Коваленко**

*(кафедра квантовой статистики и теории поля)*

В настоящее время большой интерес вызывают исследования по микроскопической теории жидких кристаллов и в первую очередь смектических жидких кристаллов, в которых сочетаются ориентационная и частичная трансляционная упорядоченности молекул [1].

Существующие теории смектических жидких кристаллов основаны на методе самосогласованного поля и используют лишь первые члены разложения функции распределения по ортогональным функциям [1—3].

Поскольку жидкие кристаллы состоят из сложных анизометричных молекул, что при их описании в переменных $(\mathbf{r}_i, \mathbf{e}_i)$, где $\mathbf{r}_i$ — координаты центра масс, $\mathbf{e}_i$ — ориентация остова $i$-той молекулы, мы в отличие от [1—3] будем учитывать многочастичные взаимодействия до порядка $t$ [4]:

$$U_N = \sum_{1\leqslant i_1<i_2\leqslant N} \Phi_2(i_1, i_2) + \sum_{1\leqslant i_1<i_2<i_3\leqslant N} \Phi_3(i_1, i_2, i_3) + \ldots$$

$$\ldots + \sum_{1\leqslant i_1<\ldots<i_t\leqslant N} \Phi_t(i_1, \ldots, i_t), \tag{1}$$

где $\Phi_p$ — многочастичные потенциалы межмолекулярного взаимодействия.

Вводя функции распределения в $6N$-мерном конфигурационном пространстве, находим $s$-е уравнение цепочки Боголюбова для систем с ориентационными степенями свободы:

$$\theta \frac{\partial \rho_s}{\partial 1} + \frac{\partial U_s}{\partial 1} \rho_s + \int \frac{\partial \Phi_2(1, 2)}{\partial 1} \rho_{s+1}\, d(s+1) +$$

$$+ (s-1) \int \frac{\partial \Phi_s(1, 2, s+1)}{\partial 1} \rho_{s+1}\, d(s+1) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int \frac{\partial \Phi_3(1, s+1, s+2)}{\partial 1} \rho_{s+2}\, d(s+1, s+2) + \ldots$$

$$\ldots + \frac{(s-1)\ldots(s-t+2)}{(t-2)!}\int\frac{\partial\Phi_t(1,2,\ldots,t-1,s+1)}{\partial 1}\times$$

$$\times\rho_{s+1}d(s+1)+\frac{(s-1)\ldots(s-t+3)}{2(t-3)!}\times \tag{2}$$

$$\times\int\frac{\partial\Phi_t'(1,\ldots,t-2,s+1,s+2)}{\partial 1}\rho_{s+2}\,d(s+1,s+2)+\ldots$$

$$\ldots+\frac{1}{(t-1)!}\int\frac{\partial\Phi_t(1,s+1,\ldots,s+t-1)}{\partial 1}\rho_{s+t-1}\,d(s+1,\ldots,s+t-1)=0.$$

В приближении самосогласованного поля

$$\rho_2(1,2)=\rho_1(1)\rho_1(2),\ \ldots,\ \rho_t(1,\ldots,t)=\rho_1(1)\ldots\rho_1(t).$$

Тогда из первого уравнения цепочки (2) получим

$$\rho_1(1)=\frac{1}{\lambda}\exp\left\{-\frac{1}{\theta}\int\Phi_2(1,2)\rho_1(2)\,d(2)-\right.$$

$$-\frac{1}{2\theta}\int\Phi_3(1,2,3)\rho_1(2)\rho_1(3)\,d(2,3)-\ldots$$

$$\left.\ldots-\frac{1}{(t-1)!\,\theta}\int\Phi_t(1,\ldots,t)\rho_1(2)\ldots\rho_1(t)\,d(2,\ldots,t)\right\}.$$

Ограничимся учетом трехчастичных взаимодействий. Парный и трехчастичный потенциал примем в следующем виде:

$$\Phi_2(1,2)=v_0(\mathbf{r}_{12})+v_1(\mathbf{r}_{12})\left[\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_1\widehat{\mathbf{r}}_{12})+\chi\mathscr{P}_4(\mathbf{e}_1\widehat{\mathbf{r}}_{12})+\right.$$

$$\left.+\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_2\widehat{\mathbf{r}}_{12})+\chi\mathscr{P}_4(\mathbf{e}_2\widehat{\mathbf{r}}_{12})\right]+v_2(\mathbf{r}_{12})\left[\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2)+\psi\mathscr{P}_4(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2)\right],$$

$$v_0(\mathbf{r})=-\delta\cdot u_0\exp\left[-\left(\frac{x}{x_0}\right)^2-\left(\frac{y}{y_0}\right)^2-\left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right],$$

$$v_1(r)=\varepsilon u_0\exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right],\ v_2(r)=-u_0\exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right],$$

$$\Phi_3(1,2,3)=\eta u_0\exp\left[-\frac{r_{12}^2+r_{13}^2+r_{23}^2}{r_0^2}\right]\left[\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2)+\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_3)+\mathscr{P}_2(\mathbf{e}_2\mathbf{e}_3)\right],$$

$$\widehat{\mathbf{r}}_{12}=\mathbf{r}_{12}/r_{12},$$

$\mathscr{P}_n$ — полином Лежандра порядка $n$.

Для дальнейших вычислений удобно изменить нормировку функции распределения, введя $F(1)=v_y\rho_1(1)$, где $v_y=4\pi v$ — удельный объем в 6-мерном конфигурационном пространстве.

Согласно вариационному принципу Боголюбова, свободная энергия в рассматриваемом приближении равна

$$\mathrm{F}=\mathrm{F}_0+\frac{\theta}{v_y}\int F(1)\ln F(1)\,d(1)+\frac{1}{2v_y^2}\int\Phi_2(1,2)F(1)F(2)\,d(1,2)+$$

$$+\frac{1}{6v_y^3}\int\Phi_3(1,2,3)F(1)F(2)F(3)\,d(1,2,3).$$

$$F(1)=F(z_1,\cos\vartheta_1)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\alpha_{nl}\mathscr{P}_{2l}(\cos\vartheta_1)\,e^{inqz_1},$$

$$\ln \lambda F(1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \beta_{nl} \mathscr{P}_{2l}(\cos \vartheta_1) e^{inqz_1},$$

$$q = 2\pi/d, \ \alpha_{00} = 1, \ \alpha_{-nl} = \alpha_{nl}, \ \beta_{-nl} = \beta_{nl},$$

$$\lambda = \frac{1}{v_y N} \int \exp \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \beta_{nl} \mathscr{P}_{2l}(\cos \vartheta) e^{inqz} \right] d\mathfrak{r} d\mathfrak{e},$$

$$d\mathfrak{e} = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi.$$

Подставляя выражения для $F$ и $\ln \lambda F$ в уравнение самосогласованного поля, интегрируя и переходя к безразмерным переменным, получим уравнения

$$\beta_{00} = -\frac{p_0}{\tau} - \frac{k_{00}}{2\tau} \alpha_{01}^2 - \frac{k_{11}}{\tau} \alpha_{11}^2,$$

$$\beta_{01} = -\left( \frac{s_0}{5\tau} + \frac{k_{00}}{\tau} \right) \alpha_{01} - \frac{2k_{11}}{\tau} \alpha_{10} \alpha_{11},$$

$$\beta_{02} = -\frac{\psi s_0}{9\tau} \alpha_{02},$$

$$\beta_{10} = -\frac{p_1}{\tau} \alpha_{10} - \frac{\mu_{11}}{5\tau} \alpha_{11} - \frac{\mu_{12}}{9\tau} \alpha_{12} - \frac{k_{01}}{\tau} \alpha_{01} \alpha_{11}, \tag{3}$$

$$\beta_{11} = -\frac{\mu_{11}}{\tau} \alpha_{10} - \left( \frac{s_1}{5\tau} + \frac{k_{01}}{\tau} \right) \alpha_{11} - \frac{k_{10}}{\tau} \alpha_{01} \alpha_{10},$$

$$\beta_{12} = -\frac{\chi \mu_{12}}{\tau} \alpha_{10} - \frac{\psi s_1}{9\tau} \alpha_{12},$$

где $\beta_{nl}$ полагаем равными нулю при $n > 1$ или $l > 2$. Эти уравнения вместе с определениями параметров порядка $\alpha_{nl}$:

$$\alpha_{nl} = (4l + 1) \int_0^1 I_n [\beta_{10} + 2\beta_{11} \mathscr{P}_2(x) + 2\beta_{12} \mathscr{P}_4(x)] \mathscr{P}_{2l}(x) \times$$

$$\times \exp [\beta_{01} \mathscr{P}_2(x) + \beta_{02} \mathscr{P}_4(x)] dx \left( \int_0^1 I_0 [\beta_{10} + 2\beta_{11} \mathscr{P}_2(x) + \right.$$

$$\left. + 2\beta_{12} \mathscr{P}_4(x)] \exp [\beta_{01} \mathscr{P}_2(x) + \beta_{02} \mathscr{P}_4(x)] dx \right)^{-1}$$

образуют замкнутую систему уравнений для нахождения $\alpha_{nl}$, $\beta_{nl}$ ($n = 0, 1$; $l = 0, 1, 2$). Здесь $\tau = \theta/u_0$,

$$p_n = -\delta \pi^{3/2} \frac{x_0 y_0 z_0}{v} \exp \left( -\frac{n^2 q^2 z_0^2}{4} \right),$$

$$s_n = \pi^{3/2} \frac{r_0^3}{v} \exp \left( -\frac{n^2 q^2 r_0^2}{4} \right),$$

$$\mu_{nl} = -\varepsilon \pi^{3/2} \frac{r_0^3}{v} \int_0^1 \mathscr{P}_{2l}(x) \exp \left( -\frac{n^2 q^2 r_0^2 x^2}{4} \right) \cdot \left( \frac{1}{2} + \frac{n^2 q^2 r_0^2 x^2}{4} \right) dx,$$

$$k_{nn'} = \eta \frac{\pi^3}{240\sqrt{2}} \cdot \frac{r_0^6}{v^2} \exp\left[-\frac{n'^2 q^2 r_0^2}{4} - \frac{(n-n')^2 q^2 r_0^2}{16}\right],$$

$I_n$ — функция Инфельда $n$-го порядка *.

Полученные уравнения позволяют учесть влияние многочастичных взаимодействий на термодинамические свойства и полимезоморфные превращения в смектических жидких кристаллах.

Для дальнейшего улучшения теории следует отказаться от медленно сходящегося разложения по полиномам Лежандра и решать уравнение самосогласованного поля по ориентационной переменной в общем виде.

Авторы благодарят проф. И. П. Базарова за внимание к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. [2] Shen L., Sim H. K., Shih Y. M., Woo C.-W. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1977, **33**, p. 229. [3] Senbetu L., Woo C.-W. Phys. Rev., 1978, **17A**, p. 1529. [4] Базаров И. П., Геворкян Э. В., Котенок В. В. Статистическая теория полиморфных превращений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978.

Поступила в редакцию
03.04.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 532.594:539.171.4

## О ПРОЯВЛЕНИИ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ В МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТИ

**В. И. Павлов, П. М. Треблер**

*(кафедра акустики)*

В последние годы отмечается повышенный интерес к эффектам взаимодействия медленных нейтронов (в том числе и ультрахолодных) с веществом. Это связано, с одной стороны, с появлением достаточно производительных источников таких нейтронов [1], а с другой — с тем, что при таких взаимодействиях возможно проявление квантовых эффектов в макроскопических системах [2].

Цель настоящей работы состоит в рассмотрении эффектов, возникающих при бомбардировке холодными нейтронами поверхности несжимаемой жидкости. Жидкость будем считать классическим объектом, подчиняющимся гидродинамическим уравнениям Эйлера и непрерывности, которые должны быть дополнены соответствующими кинематическим и динамическим граничными условиями на свободной поверхности. Движение нейтрона при известных допущениях [3] может быть описано на квазиклассическом языке. В этом случае нейтрон можно отождествить с силовым источником, действующим на единицу массы жидкости с силой [4]

$$\mathbf{f} = -\nabla \{W \delta(\mathbf{x} - \mathbf{V} t)\}. \qquad (1)$$

* При учете $t$-частичных взаимодействий (1) вместо системы (3) уравнений 2-й степени получим систему уравнений ($t$—1)-й степени.