

рошка 1 и 2—3 может быть обусловлена двумя причинами: большой разницей концентраций магнитной фазы в исходных порошках и разницей в структурных характеристиках частиц — анизотропии формы, размерами монокристалльных блоков и плотностью дислокаций. Поэтому для точной интерпретации характера зависимости  $H_c = f(C)$  необходимо провести комплексные магнитные и структурные исследования.

Проведенные исследования показали, что все основные магнитные характеристики высокодисперсного железа зависят как от концентрации магнитной фазы в исходных порошках, так и от плотности упаковки частиц железа.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Натансон Э. М. Коллоидные металлы. Киев, 1959.
2. Кондорский Е. И. «Изв. АН СССР, сер. физич.», 1952, 16, № 4, 398.
3. Smaller P., Newman J. J. „IEEE Trans. Magnetic“, 1976, 6, N 4, 804.
4. Иванов О. А., Ермаков А. Е., Шур Я. С. «Физика металлов и металлоредение», 1972, 33, № 4, 752.
5. Галкина О. С., Лазарева Л. В., Швец Т. М. «Порошковая металлургия», 1977, № 6, 14.
6. Галкина О. С., Захарова Н. Н., Лазарева Л. В. «Заводская лаборатория», 1976, № 10, 1191.
7. Osborn J. A. „Phys. Rev.“, 1945, N 11, 351.

Кафедра  
магнетизма

Поступила в редакцию  
05.06.77

УДК 535.36

**С. В. Кирьянов**

#### ФУНКЦИЯ КОРРЕЛЯЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СВЕТА, РАСSEЯННОГО НЕМАТИЧЕСКОЙ ФАЗОЙ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Исследованию статистических свойств света, рассеянного жидким кристаллом (ЖК) уделяется в настоящее время большое внимание. Этот интерес вызван, с одной стороны, широким использованием жидких кристаллов в качестве всевозможных оптических преобразователей (см. [1]) и, с другой, большими возможностями методов оптической спектроскопии при исследовании процессов, происходящих в жидком кристалле [2, 3].

В данной работе вычислена корреляционная функция флуктуаций электрического компонента света, рассеянного нематической фазой ЖК. Из приводимых ниже результатов следует, что:

1. Когерентные свойства света, рассеянного нематическим ЖК (НЖК), сильно отличаются от свойств света, рассеянного изотропной фазой ЖК (ИЖК), которые исследовались в работе [4].

2. Учет флуктуаций полного ориентационного тензора  $S_{ij}$  приводит к появлению в корреляционной матрице отличных от нуля элементов, порожденных рассеянием на локально двусосных поперечных флуктуациях  $S_{ij}$  в ЖК [5], которые не могут быть получены из рассмотрения рассеяния света на директорных флуктуациях в НЖК.

Для корреляционной функции поля, рассеянного нейтральной системой зарядов при падении на нее внешнего электромагнитного поля, справедливо, как известно [4], следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle E_n(\mathbf{R}_1) E_l^*(\mathbf{R}_2) \rangle &= E_0 k^4 (m_n m_l - \delta_{ln}) (m_l m_j - \delta_{lj}) \times \\ &\times \frac{e_a e_b}{R_0} \int K_{iajb}(\mathbf{r}_{12}) e^{ik[R(1) - R(2)] - ik r_{12}} dr_1 dr_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{m}$  — вектор рассеяния,  $\mathbf{e}$  — орт поляризации падающей волны,  $R(1)$  и  $R(2)$  — расстояния от текущей точки рассеивающего образца до первой и второй точек наблюдения,

$$K_{iajb}(\mathbf{r}_{12}) \equiv \langle S_{ia}(\mathbf{r}_1) S_{jb}(\mathbf{r}_2) \rangle -$$

корреляционная функция флуктуаций полного ориентационного параметра порядка в ЖК. Интегрирование в (1) проводится по рассеивающему объему. В нематической фазе, как известно [5],

$$K_{iajb}(\mathbf{r}_{12}) = \left[ \frac{n_{ia}^0 n_{jb}^0}{r_{12}} e^{-r_{12}/r_c} + \frac{I_{iajb} - n_{ia}^0 n_{jb}^0}{r_{12}} \right] \frac{T}{L}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получим, что в той области пространства, для которой выполнено следующее неравенство

$$k \frac{ar_c}{R_0} \ll 1,$$

где  $a$  — линейные размеры образца,  $r_c$  — радиус корреляции флуктуаций ориентационного параметра порядка в рассеивающем образце ЖК, корреляционная функция поля, рассеянного нематической фазой ЖК, имеет следующий вид:

$$\langle E_n(\mathbf{R}_1) E_l^*(\mathbf{R}_2) \rangle = Gk^2 \left[ \frac{A_{nl}^{(1)} + A_{nl}^{(3)}}{q^2} + \frac{A_{nl}^{(2)}}{r_c^{-2} + q^2} \right] f(q_{12}), \quad (3)$$

$G$  — постоянная величина с размерностью  $E_0^2$ ,  $q^2 = 2k^{(2)}(1 - \cos \gamma)$ ;  $\gamma$  — угол рассеяния,

$$A_{nl}^{(s)} = (m_n m_l - \delta_{ln}) (m_l m_j - \delta_{lj}) e_a e_b B_{iajb}^{(s)}. \quad (4)$$

Тензоры  $B^{(1)}$ ,  $B^{(2)}$ ,  $B^{(3)}$  конструируются из символов Кронекера и элементов вектора  $\mathbf{n}^0$  (см. [5]). Проводя в (4) свертку по повторяющимся индексам с учетом вида тензоров  $B^{(s)}$  получим:

$$A_{nl}^{(1)} = m_n m_l \frac{(m n^0)^2 + 1}{2} [4(e n^0)^2 - 1] - (m_n e_l + m_l e_n) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[ \frac{(em)^2}{3} - (en^0)(mn^0) \right] + \frac{m_1 n_n^0 + m_n n_1^0}{2} (mn^0) \times \\
& \times [(en^0)^2 - 1] + \frac{n_n^0 n_1^0}{2} [(en^0)^2 - 1] - (n_n^0 e_1 + n_1^0 e_n) (en^0), \\
A_{nl}^{(2)} = & \frac{3}{2} \left\{ m_n m_l \left[ (mn^0)^2 (en^0)^2 - \frac{2(mn^0)(me)(n^0e)}{3} + \frac{(me)^2}{9} \right] + \right. \\
& + \frac{n_n^0 e_1 + e_n n_1^0}{3} (n^0e) - \frac{m_1 n_n^0 + m_n n_1^0}{2} \left[ \frac{(me)(n^0e)}{3} - (n^0e)^2 (mn^0) \right] + \\
& \left. + n_n^0 n_1^0 (en^0)^2 + \frac{e_n e_1}{9} + [(mn^0)(en^0) - (me)/3] (m_1 e_n + m_n e_1)/3 \right\}, \\
A_{nl}^{(3)} = & m_n m_l \left\{ \frac{(mn^0)}{2} [(mn^0) + 2(en)(em) - 4(en^0)^2 (n^0m)] - \right. \\
& \left. - \frac{(en^0)^2}{2} \right\} + \frac{m_1 n_n^0 + n_1^0 m_n}{2} \{ (mn^0) [4(en^0)^2 - 1] - (me)(en^0) \} + \\
& + \delta_{nl} \frac{(en^0)^2}{2} + \frac{n_n^0 n_1^0}{2} [1 - 4(en^0)^2] + \frac{(n_n^0 e_1 + n_1^0 e_n)}{2} (en^0) - (me) \times \\
& \times (en^0) (m_n e_1 + m_1 e_n)/2. \tag{5}
\end{aligned}$$

Множитель  $f(q_{12})$  в выражении (3) совпадает с зависимостью корреляционной функции флуктуаций света, рассеянного ИЖК (см. [4]) от  $q_{12}$ . Поведение его исследовалось в работе [4]. Несмотря на общность множителя  $f(q_{12})$ , из сравнения (3) с корреляционной функцией, полученной в работе [4], легко можно заметить, что корреляционная матрица поля, рассеянного НЖК, сильно отличается от корреляционной матрицы поля, рассеянного ИЖК. Так, из (5) следует, что при  $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}^0$  и  $\mathbf{n}^0 \perp \mathbf{e}$  корреляционные функции  $\langle E_i(\mathbf{R}_1) E_j^*(\mathbf{R}_2) \rangle$  отличны от нуля при рассеянии света НЖК даже если  $e_i e_j = 0$ , где  $\mathbf{e}$  — орт поляризации падающей волны, в то время как в ИЖК при таком условии данные корреляционные функции равны нулю (см. [4]). Если выполнено следующее условие  $\cos^2 \varphi = 3 \sin^2 \gamma$  ( $\varphi$  — угол между направлением поляризации падающей волны и проекцией вектора рассеяния на поверхность рассеивающего образца,  $\gamma$  — угол рассеяния), диагональные члены корреляционной матрицы рассеянного света равны нулю в случае рассеяния на ИЖК, и отличны от нуля в случае рассеяния на НЖК.

Три члена, на которые согласно (3) распадается корреляционная функция флуктуаций поля света, рассеянного НЖК, могут быть объяснены рассеянием света на трех типах флуктуаций  $S_{ij}$ : продольных, одноосных поперечных и двусосных поперечных, характеристики которых обсуждались в работе [5].

Меняя взаимную ориентацию векторов  $m$ ,  $n^0$  и  $e$ , можно заставить по-разному проявляться члены, входящие в корреляционную функцию рассеянного поля. Так, при  $m \parallel n_0$  и  $n^0 \perp e$  второй член, порожденный одноосными поперечными флуктуациями, равен нулю. При  $m \perp n^0$  и  $n^0 \perp e$  для малых углов рассеяния основной вклад в корреляционную функцию

$$\langle E_z(R_1) E_z^*(R_2) \rangle$$

дает первое слагаемое, порожденное двуосными поперечными флуктуациями тензора  $S_{ij}$  в НЖК. Как показано в работе [5], эти флуктуации не могут быть получены в рамках теории директорных флуктуаций. Следовательно, учет флуктуаций полного ориентационного тензора приводит к появлению новых ненулевых элементов в корреляционной матрице поля, рассеянного на флуктуациях ориентации.

Автор благодарен профессору Р. Л. Стратоновичу за помощь в работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Третья Всесоюзная конференция по жидким кристаллам и их практическому использованию. Тезисы докладов. Иваново, 1974.
2. Stinson T. W., Lister J. D. „Phys. Rev. Lett.“, 1973, 30, 689.
3. Gialorenzi T. G. et al. „J. Appl. Phys.“, 1976, 47, 1820.
4. Стратонович Р. Л. «ЖЭТФ», 1976, 70, с. 1290.
5. Кирьянов С. В. «Кристаллография», 1977, 22, с. 463.

Кафедра  
общей физики для мехмата

Поступила в редакцию  
21.12.77

УДК 534.222

**Э. П. Ланина**

#### ОБ ЭФФЕКТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Чтобы в нелинейной среде эффективно протекало взаимодействие волн, необходимо создать определенную дисперсионную зависимость, обеспечивающую синхронизм для волн, приводимых во взаимодействие, и нарушающую его для всех других волн [1].

В данной работе исследуется возможность использования дисперсионных характеристик периодических структур для осуществления заданных акустических взаимодействий.

Рассмотрим слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух веществ.

В работах [2, 3] получено дисперсионное уравнение для слоистой среды

$$\cos k(h_1 + h_2) = \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_2 - \frac{1}{2} \left( \frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_1}{Z_2} \right) \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_2. \quad (1)$$

Здесь  $Z_1$  и  $Z_2$  — характеристические импедансы рассматриваемых сред,  $h_1$  и  $h_2$  — толщины слоев соответствующих материалов,  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа в каждой среде,  $k$  — волновое число, определяемое структурой. Значения волнового числа  $k$ , при котором  $|\cos k(h_1 + h_2)| < 1$ ,