

В. Б. НЕМЦОВ

## О ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СИСТЕМ С ВРАЩАТЕЛЬНЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Нецентральность межмолекулярных сил и наличие вращательных степеней свободы определяют ряд важных физических явлений. Среди них можно отметить нетривиальные особенности релеевского рассеяния света [1] и распространения звука [2, 3].

Здесь в рамках статистической теории рассматриваются проявления вращательных степеней свободы в пьезоэлектрических и оптических свойствах полярных систем, что позволяет указать на некоторые новые явления.

Макроскопически вращательные степени свободы описываются полем средней угловой скорости собственного вращения частиц. Деформированное состояние определяется двумя тензорами скоростей деформации (тензорами деформации), а напряженное состояние — тензорами обычных и моментных напряжений (см. [3—7]).

Рассмотрим систему несферических поляризуемых и обладающих постоянным дипольным моментом частиц, взаимодействующих нецентральными силами. Система заключена в макроскопическую эллиптическую полость объемом  $V$  в неограниченном диэлектрике.

При наложении на систему деформации и электрического поля изменение гамильтониана системы  $\Delta H$  определяется как

$$\Delta H = T_{ik}e_{ik} + \Pi_{ik}\gamma_{ik} - P_n G_n. \quad (1)$$

Здесь  $T_{ik}$  — динамическая величина (оператор) потока импульса,  $\Pi_{ik}$  — оператор потока собственного момента импульса,  $P_n$  — оператор дипольного момента системы,  $G_n$  — поле полости. Тензоры деформации  $e_{ik} = \partial u_i / \partial q_k - \varphi_m e_{mki}$ ,  $\gamma_{ik} = \partial \varphi_i / \partial q_k$  выражаются через векторы малого смещения  $u_i$  и малого угла поворота  $\varphi_i$  частицы. Первые два члена в (1), определяющие изменение  $\Delta H$  при деформировании среды, установлены ранее [7].

В линейном приближении теории Кубо [8] среднее изменение плотности дипольного момента

$$\begin{aligned} \langle \Delta P_m(t) \rangle = & \frac{1}{kTV} \int_{-\infty}^t \langle T_{ik}(0) \dot{P}_m(t-t_1) \rangle e_{ik}(t_1) dt_1 + \\ & + \frac{1}{kTV} \int_{-\infty}^t \langle \Pi_{ik}(0) \dot{P}_m(t-t_1) \rangle \gamma_{ik}(t_1) dt_1 - \\ & - \frac{1}{kTV} \int_{-\infty}^t \langle P_i(0) \dot{P}_m(t-t_1) \rangle G_i(t_1) dt_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Угловые скобки означают равновесное усреднение. Последний член в (2) определяет тензор комплексной диэлектрической восприимчивости, статическая часть которого совпадает с выражением в теории Фрелиха для анизотропной среды (см. [9]).

Первые два члена в (2) описывают пьезоэлектрический эффект. Существен второй член, отсутствующий в прежних теориях и обусловленный ориентационной деформацией  $\gamma_{ih}$ . Последний член недавно рассматривался и на феноменологическом уровне в теории жидких кристаллов [10]. Сейчас в силу асимметрии тензора  $e_{ih}$  можно указать на дополнительные коэффициенты пьезоэффекта, соответствующего тензору  $e_{ih}$ .

Ряд новых явлений обнаруживается при учете второго нелинейного приближения теории реакции. В этом приближении

$$\begin{aligned} \langle \Delta P_m(t) \rangle = & \frac{1}{V} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t_1} S \rho \{ [T_{ij}(t_1) [T_{kn}(t_2) \rho_0]] P_m(t) e_{ij}(t_1) e_{kn}(t_2) + \\ & + [T_{ij}(t_1) [\Pi_{kn}(t_2) \rho_0]] P_m(t) e_{ij}(t_1) \gamma_{kn}(t_2) + \\ & + [\Pi_{ij}(t_1) [T_{kn}(t_2) \rho_0]] P_m(t) \gamma_{ij}(t_1) e_{kn}(t_2) + \\ & + [\Pi_{ij}(t_1) [\Pi_{kn}(t_2) \rho_0]] P_m(t) \gamma_{ij}(t_1) \gamma_{kn}(t_2) + \\ & + [P_i(t_1) [P_j(t_2) \rho_0]] P_m(t) G_i(t_1) G_j(t_2) - \\ & - [T_{ij}(t_1) [P_h(t_2) \rho_0]] P_m(t) e_{ij}(t_1) G_h(t_2) - \\ & - [P_h(t_1) [T_{ij}(t_2) \rho_0]] P_m(t) G_h(t_1) e_{ij}(t_2) - \\ & - [\Pi_{ij}(t_1) [P_h(t_2) \rho_0]] P_m(t) \gamma_{ij}(t_1) G_h(t_2) - \\ & - [P_h(t_1) [\Pi_{ij}(t_2) \rho_0]] P_m(t) G_h(t_1) \gamma_{ij}(t_2) \} dt_1 dt_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $[\dots]$  — скобки Пуассона;  $\rho_0$  — равновесная функция распределения системы.

В последнем равенстве первые четыре слагаемых определяют квадратичный по тензорам деформации пьезоэлектрический эффект, а пятое слагаемое — линейный электрооптический эффект.

Остановимся на важных последних четырех слагаемых равенства (3). Первые два из них описывают упругооптический эффект, соответствующий тензору  $e_{ih}$ , а два последних — новый упругооптический эффект, определяемый ориентационной деформацией  $\gamma_{ih}$ .

Интегрируя по частям по  $t_1$  и  $t_2$  последние четыре слагаемых в (3), можно выделить из них члены, пропорциональные тензорам скоростей деформации  $e_{ih}$  и  $\dot{\gamma}_{ih}$ . Эти члены описывают динамооптические явления в системе с нецентральной взаимодействием. Среди них имеются коэффициенты нового динамооптического явления, обусловленного пространственной неоднородностью распределения средних угловых скоростей вращения частиц (тензор  $\dot{\gamma}_{ih}$ ). Дополнительные коэффициенты упругооптического и динамооптического явлений существуют также и за счет асимметрии тензоров  $e_{ih}$  и  $e_{ih}$ .

Благодаря асимметрии всех тензоров деформации и тензоров скоростей деформации тензор диэлектрической восприимчивости деформированной среды перестает быть симметричным. Это указывает на возможность вращения плоскости поляризации в процессах деформирования поляризованной среды, сопровождающихся ориентационной деформацией.

Возможность обнаружения указанных эффектов подтверждается, в частности, опытом [11], в котором изменению степени ориентационной деформации закрученности нематического кристалла, что описывается тензором  $\gamma_{ik}$ , соответствовало изменение угла вращения плоскости поляризации.

Автор благодарит Л. А. Ротта за ценное обсуждение.

### Литература

1. Вихренко В. С., Немцов В. Б., Ротт Л. А. ЖЭТФ, **61**, 1769, 1971.
2. Nemtsov V. B., Vikhrenko V. S., Brook-Levinson E. T., Rott L. A. Phys. Lett., **34A**, 105, 1971.
3. Lee J. D., Eringen A. C. J. Chem. Phys., **54**, 5027, 1971.
4. Аэро Э. Л., Булыгин А. М., Кувшинский Е. В. ПММ, **29**, 297, 1965.
5. Snider R. F., Lewchuk K. S. J. Chem. Phys., **46**, 3163, 1967.
6. Немцов В. Б., Ротт Л. А., Вихренко В. С. ДАН БССР, **13**, 30, 1969.
7. Немцов В. Б. ПММ, **35**, 411, 1971.
8. Кубо Р. Сб. «Вопросы квантовой теории необратимых процессов». ИЛ, 1961.
9. Михайлов Г. П., Бурштейн Л. Л. УФН, **74**, 3, 1961.
10. Nehring J., Saure A. J. Chem. Phys., **54**, 337, 1971.
11. Schadt M., Hellrich W. Appl. Phys. Lett., **18**, 127, 1971.

Белорусский технологический институт  
им. С. М. Кирова

Поступило в редакцию  
2.XII 1971