сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р17-82-39

А.М.Ахметели, А.Н.Мелешко, А.С.Шумовский

О КОНДЕНСАЦИИ ФОТОННОЙ МОДЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОМ

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В наших работах [1-3] была предложена модельная задача, позволяющая описать взаимодействие длинноволновых фотонов с двухуровневыми излучателями в кристалле при наличии прямого электростатического взаимодействия между этими излучателями. Было показано, что прямое диполь-дипольное взаимодействие и диполь-фононное взаимодействие, обусловленное гармоническими колебаниями излучателей в кристалле, оказывают значительное влияние на условия и характер так называемого "сверхизлучательного" фазового перехода /см. [4] /. Так как действие когерентного электромагнитного поля обычно приводит к параллельному упорядочению диполей [5], для описания энергии прямого электростатического взаимодействия в работах [1-3] выбиралось выражение вида

$$-\sum_{f,f'} J\,(R_f, R_{f'})\vec{\sigma}_f\vec{\sigma}_{f'}, \qquad J(\cdot)\geq 0, \qquad /1/$$

где $f, f' = 1, \ldots, N$; N - число узлов в решетке; R_f - координата f -го излучателя и $\vec{\sigma}_f$ - векторный оператор, компонентами которого являются матрицы Паули.

В связи с возможной физической реализацией модельной задачи, предложенной в работах [1-3], заметим, что взаимодействие, описывающее сегнетоэлектрическое упорядочение в кристаллах с водородными связями, выбирается обычно в форме, согласующейся с /1/ /см., например, [6] /. Так как параллельное упорядочение квазиспинов в сегнетоэлектриках возникает самопроизвольно при температурах ниже критической, указанная аналогия позволяет предположить, что в системе сегнетоэлектрик-электромагнитное поле при температуре ниже Θ_c может возникнуть сверхизлучательная конденсация резонансной моды электромагнитного поля [7].

В этой связи в настоящей работе мы рассмотрим простейшую квазиспиновую модель сегнетоэлектрика типа порядок-беспорядок, взаимодействующего с резонансной модой электромагнитного поля, и исследуем возможность возникновения сверхизлучения в такой системе.

2. УСЛОВИЯ КОНДЕНСАЦИИ ФОТОННОЙ МОДЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ С ВОДОРОДНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрим сегнетоэлектрик типа KDP /т.е. типа KH_2PO_4/, взаимодействующий со стоячей электромагнитной волной в резонаторе. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_K + \mathcal{H}_{phot} + \mathcal{H}_{d-phot} \quad /2/$$

Здесь $\mathcal{H}_K$ - так называемый гамильтониан Кобаяши [8,9], описывающий взаимодействие диполей, туннельные переходы в двухминимумном потенциале водородной связи и взаимодействие диполей с электрическим полем, созданным полярными смещениями ионов в решетке:

$$\mathcal{H}_K = \mathcal{H}_{phon} + \mathcal{H}_d + \mathcal{H}_{d-phon},$$

$$\mathcal{H}_{phon} = \Omega b^+ b,$$

$$\mathcal{H}_d = -\epsilon \sum_f \sigma_f^x - \frac{1}{2}\sum_{ff'} J(f,f')\sigma_f^z \sigma_{f'}^z,$$

$$\mathcal{H}_{d-phon} = N^{-1/2} K \sum_f \sigma_f^z (b^+ + b).$$

Здесь Ω - энергия оптического фонона, $\epsilon > 0$ - интеграл туннелирования, $J(\cdot)$ - параметр сегнетоэлектрического взаимодействия и K - константа квазиспин-фононной связи. Оператор $\mathcal{H}_{phot}$ в /2/ описывает резонансную моду свободного электромагнитного поля

$$\mathcal{H}_{phot} = \omega a^+ a$$

и $\mathcal{H}_{d-phot}$ - взаимодействие электрических диполей с резонансной фотонной модой

$$\mathcal{H}_{d-phot} = N^{-1/2} D \sum_f \sigma_f^z (a^+ + a),$$

$$D \sim d\sqrt{\omega\rho},$$

где d - расстояние между минимумами в потенциале водородной связи и ρ - плотность среды. Точное выражение для D можно получить по аналогии с обычной моделью Дикке /см., например [10]/.

Как было показано в [11], квазиспин-фононное взаимодействие в модели Кобаяши может быть эффективным образом учтено за счет перенормировки параметра диполь-дипольного взаимодействия

$$J(f,f') \to J(f,f') + 2K^2 (N\Omega)^{-1}.$$

Более того, так как /2/ представляет собой частный случай гамильтониана работ [1-3], в термодинамическом пределе $(N \to \infty)$ его можно заменить эффективным гамильтонианом вида

$$\tilde{\mathcal{H}} = \tilde{\mathcal{H}}_{phon} + \tilde{\mathcal{H}}_{phot} + \tilde{\mathcal{H}}_d,$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{phon} = \Omega \tilde{b}^+ \tilde{b}, \quad \tilde{b} \equiv b + KN^{1/2}\xi\Omega^{-1}, \qquad /3/$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{phot} = \omega \tilde{a}^+ \tilde{a}, \quad \tilde{a} \equiv a + DN^{1/2}\xi\omega^{-1},$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_d = -\epsilon \sum_f \sigma_f^x - \frac{1}{2}\sum_{ff'} \mathcal{J}(f,f')\sigma_f^z\sigma_{f'}^z,$$

где

$$\mathcal{J}(f,f') = J(f,f') + 2K^2 (N\Omega)^{-1} + 2D^2 (N\omega)^{-1},$$

$$\xi = \langle N^{-1} \sum_f \sigma_f^z \rangle.$$

В эффективном гамильтониане /3/ каждая из подсистем определена таким образом, что соответствующие пространства состояний не пересекаются; следовательно, каждая из подсистем вносит независимый вклад в термодинамику полной системы. Согласно [12] конденсация резонансной фотонной моды определяется величиной

$$P = N^{-1} \langle a^+ a \rangle = D^2 \omega^{-2} \xi^2. \qquad /4/$$

"Сверхизлучательное" состояние возникает в системе при $P > 0$ [4,13]. Найдем условия, при которых $P > 0$. В этой связи заметим, что обычно в теории сегнетоэлектричества используют приближение среднего поля /ПСП/, приводящее к удовлетворительному согласию с экспериментом [9,14]. Для квазиспиновых моделей типа /3/ ПСП приводит к точному результату в том случае, когда [15]

$$\mathcal{J}(f,f') = \mathcal{J} \cdot N^{-1}, \quad \mathcal{J} = \mathrm{const},$$

т.е.

$$J(f,f') = J \cdot N^{-1}, \quad J = \mathrm{const}. \qquad /5/$$

В этом специальном случае для параметра порядка ξ получается уравнение

$$\xi = \mathcal{J}\xi\lambda^{-1}\mathrm{th}(\lambda\Theta^{-1}), \qquad /6/$$

где $\lambda = \sqrt{\epsilon^2 + \mathcal{J}^2\xi^2}$. Как нетрудно видеть, $\xi > 0$ при условии

$$\epsilon < \mathcal{J}, \quad \Theta < \Theta_c \equiv \epsilon / \mathrm{Arth}(\epsilon\mathcal{J}^{-1}). \qquad /7/$$

Запишем далее уравнения движения для операторов квазиспина в представлении Гейзенберга с гамильтонианом $\tilde{\mathcal{H}}_d$:

$$\frac{d\sigma_f^x}{dt} = \sum_{f} \mathcal{J}(f,f')(\sigma_{f'}^z \sigma_f^y + \sigma_f^y \sigma_{f'}^z),$$

$$\frac{d\sigma_f^y}{dt} = 2\epsilon\sigma_f^z - \sum_{f'} \mathcal{J}(f,f')(\sigma_{f'}^z \sigma_f^x + \sigma_f^x \sigma_{f'}^z),$$

$$\frac{d\sigma_f^z}{dt} = -2\epsilon\sigma_f^y .$$

Усредняя правую и левую части этих уравнений и вновь переходя к ПСП /5/, получаем

$$\frac{d\vec{\xi}(t)}{dt} = [\vec{\xi}(t) \times \vec{\mathfrak{S}}(t)], \qquad /8/$$

$$\vec{\mathfrak{S}}(t) \equiv \{2\epsilon, 0, 2\mathcal{J}\xi(t)\},$$

где $\xi_a(t) \equiv \langle N^{-1} \sum_f \sigma_f^a(t) \rangle$. Таким образом, равновесное состояние системы характеризуется когерентной квазиларморовской прецессией квазиспинов с частотой $2\lambda(t)$, где $\lambda(t) = |\vec{\mathfrak{S}}|/2$. Траектория конца вектора $\vec{\xi}(t)$ определяется уравнениями

$$\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2 = C_1,$$

$$\epsilon\xi_x + \frac{1}{2}\mathcal{J}\xi_z^2 = C_2,$$

где $C_1, C_2 = \mathrm{const}$ /см. рис.1/. Зависимость от времени Z-компоненты вектора $\vec{\xi}(t)$ определяется уравнением

$$t = \frac{-\mathcal{J}}{4\sqrt{2\epsilon}\sqrt[4]{\epsilon^2 + \mathcal{J}(C_1\mathcal{J} - 2C_2)}}\{F(\phi(t),k) - F(\phi(0),k)\},$$

где $F(\phi, k)$ – эллиптический интеграл 1 рода и

$$\phi(t) \equiv \arcsin\left\{\xi_z(t) \cdot \frac{2\mathcal{J}\sqrt{\epsilon(C_2\mathcal{J} - \epsilon^2 + \gamma)}\sqrt[4]{\gamma}}{\sqrt{(C_1\epsilon^2 - C_2^2)[2\mathcal{J}^2(\gamma + \epsilon^2 - C_2\mathcal{J}) + \xi_z^2(t)]}}\right\},$$

$$k \equiv \frac{\sqrt{C_1\epsilon^2 - C_2^2}}{2\mathcal{J}\sqrt{\gamma(C_2\mathcal{J} - \epsilon^2 + \gamma)}},$$

$$\gamma \equiv \epsilon\sqrt{\epsilon^2 + \mathcal{J}(C_1\mathcal{J} - 2C_2)}.$$

Итак, при выполнении условий /7/ в подсистеме диполей происходит сегнетоэлектрическое упорядочение, характеризуемое параметром порядка /6/ и когерентной квазиларморовской прецессией /8/ квазиспинов. В силу /4/ это соответствует макроскопическому заполнению резонансной фотонной моды. Таким образом, возникновение спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике можно рассматривать по аналогии с обычной лазерной системой как температурную накачку. Когерентное излучение в такой системе мо-

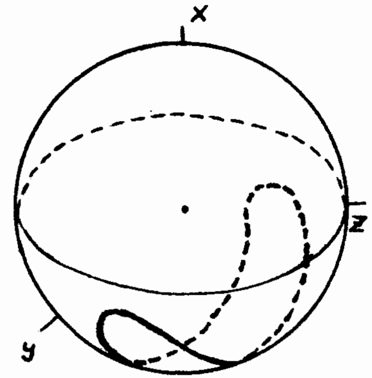

Рис.1. Траектория конца вектора $\vec{\xi}(t)$, определяемая уравнением прецессии /8/.

жет быть реализовано, например, при быстрой переполяризации сегнетоэлектрика во внешнем классическом поле. Такого рода эффект наблюдался, по-видимому, в монокристаллах $BaTiO_3$ при температурах ниже Θ_c [16]. Если считать, что изменение направления классического поля на противоположное происходит мгновенно и адиабатически, то можно оценить удельную мощность возникающего при этом излучения с помощью соотношения

$$W = (E_s - E_p) \cdot \tau, \qquad /9/$$

где $E_{\dots}$ – удельная энергия сегнетоэлектрического или параэлектрического состояния и τ – время релаксации в квазиспиновой подсистеме. В ПСП имеем

$$E_s = \frac{1}{2}\mathcal{J}\xi^2 - \lambda\,\mathrm{th}(\lambda\Theta^{-1}),$$

$$E_p = -\epsilon\,\mathrm{th}(\epsilon\Theta^{-1}).$$

Для величины τ можно использовать выражение, полученное в работе [17]:

$$\tau \sim \frac{c^2}{d\omega},$$

где c – скорость света.

Заметим далее, что в работе [18] было построено точное кинетическое уравнение для достаточно общей модельной системы двухуровневых излучателей, взаимодействующих с когерентным электромагнитным полем. При этом, в частности, было показано, что в такой системе может возникнуть коллективное спонтанное излучение при условии корреляции диполей в начальный момент времени. Так как рассматриваемая здесь модельная задача относится к общему классу, рассмотренному в [18], указанный результат оказывается справедливым и для нее, причем изменение состояния со временем в рассматриваемой здесь модели обусловлено мгновенным изменением направления внешнего поля.

Остановимся теперь более подробно на рассмотрении воздействия на "сверхизлучательную" систему внешнего классического поля в некоторых специальных случаях.

3. МОДЕЛЬ ДИККЕ НА РЕШЕТКЕ В КЛАССИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Из соображений общности рассмотрим теперь систему, характеризуемую модельным гамильтонианом вида

$$\mathcal{H} = \omega a^{+} a + \sum_{f} \{ \epsilon \sigma_f^z + DN^{-1/2} (\sigma_f^{+} a + \sigma_f^{-} a^{+}) + \mu(\vec{R}_f)(\sigma_f^{+} + \sigma_f^{-}). \qquad /10/$$

Здесь $\epsilon = \omega/2$, $\sigma^{\pm} = (\sigma^x \pm i\sigma^y)/2$ и параметры $\mu(\vec{R}_f)$ вводят классическое поле. Ограничимся случаем, когда система представляет собой резонатор и поле μ -синусоидальную стоячую волну:

$$\mu(\vec{R}_f) = \mu_0 \sin(\vec{k}\vec{R}_f - \phi), \quad \mu_0 = \text{const}. \qquad /11/$$

Для простоты зависимость от времени здесь опущена. Пусть $\vec{u}_f$ - смещение f -го излучателя из положения равновесия /узла решетки/: $\vec{R} = \vec{f} + \vec{u}_f$. Разложим /11/ по смещениям $\vec{u}_f$:

$$\mu(\vec{R}_f) = \mu(\vec{f}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} (\vec{u}_f \, \vec{\nabla}_{\vec{u}_f})^n \mu(\vec{f}).$$

Ограничиваясь линейным по $\vec{u}$ приближением и переходя обычным образом к представлению вторичного квантования, вместо последнего слагаемого в /10/ получаем

$$N^{-1/2} \sum_f (\sigma_f^{+} + \sigma_f^{-}) \sum_{\vec{q},j} [B_{\vec{q}j}(\vec{f})(b_{\vec{q}j} + b^{+}_{-\vec{q}j}) + B^{*}_{\vec{q}j}(\vec{f})(b_{-\vec{q}j} + b^{+}_{\vec{q}j})] + \sum_{q,j} \Omega_{qj} b^{+}_{qj} b_{qj},$$

$$B_{\vec{q}j}(\vec{f}) \equiv \vec{r}_{qj} \vec{k} (2m\Omega_{\vec{q}j})^{-1/2} e^{i\vec{q}\vec{f}} \mu_0 \cos(\vec{k}\vec{f} - \phi),$$

где m - масса "излучателя", $\vec{r}_{\vec{q}j}$ - единичный вектор поляризации фонона с квазиимпульсом $\vec{q}$ для j -той ветви фононного спектра. Учитывая наличие сильной связи между дипольной и фононной подсистемами и связанную с этим нестабильность одной или нескольких фононных мод при фазовом переходе /19/, ограничимся далее рассмотрением только не более чем счетного набора фононных мод. В этом случае, используя метод работ /1-3/, получаем вместо /10/ эквивалентный ему эффективный гамильтониан

$$\tilde{\mathcal{H}} = \tilde{\mathcal{H}}_{phot} + \tilde{\mathcal{H}}_{phon} + \tilde{\mathcal{H}}_d ,$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_d = \sum_f \{ \frac{\omega}{2} \sigma_f^z + \mu(f)\sigma_f^x - N^{-1} \sum_{f'} [D^2 \omega^{-1} \sigma_f^{+} \sigma_{f'}^{-} +$$

$$+ 2 \sum_{\vec{q},j} \Omega^{-1}_{\vec{q}j} B_{\vec{q}j}(f) B^{*}_{\vec{q}j}(f') \sigma_f^x \sigma_{f'}^x]\},$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{phot} = \omega \tilde{a}^{+} \tilde{a} , \quad \tilde{a}^{\pm} = a^{+} + D\omega^{-1} \sqrt{N} < \sigma_f^{+} > ,$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{phon} = \sum_{\vec{q},j} \Omega_{\vec{q}j} \tilde{b}^{\pm}_{\vec{q}j} \tilde{b}_{\vec{q}j} , \quad \tilde{b}^{+}_{\vec{q}j} = b^{+}_{\vec{q}j} + \sqrt{N} A(f) < \sigma_f^x > ,$$

$$A_{qj} = \Omega^{-1}_{qj} \sum_f B_{qj}(t).$$

Вновь используя аналогию с работой /15/, построим для $\mathcal{H}_d$ ПСП-гамильтониан вида

$$\tilde{\mathcal{H}}_d^{(\text{ПСП})} = \sum_f \{ \frac{\omega}{2} \sigma_f^z + \mu(f)\sigma_f^x - D^2 \omega^{-1} (\sigma_f^{-} C^{*} + \sigma_f^{+} C) -$$

$$- \sum_{\vec{q},j} 2\Omega^{-1}_{\vec{q}j} [B_{\vec{q}j}(f)\eta^{*}_{\vec{q}j} + B^{*}_{\vec{q}j}(f)\eta_{\vec{q}j}]\sigma_f^x \} + ND^2\omega^{-1}CC^{*} + \sum_{\vec{q},j} 2N\Omega^{-1}_{\vec{q}j} \eta_{\vec{q}j} \eta^{*}_{\vec{q}j},$$

где

$$C = -N^{-1} \sum_f Z_f E_f^{-1} \text{th}(E_f \Theta^{-1}), \qquad /12/$$

$$\eta_{\vec{q}j} = -N^{-1} \sum_f B_{\vec{q}j}(f) E_f^{-1} \text{Re}\, Z_f \; \text{th}(E_f \Theta^{-1})$$

и

$$E_f = \sqrt{\omega^2 + 4Z_f Z_f^{*}},$$

$$Z_f = \mu(f) - D^2 \omega^{-1} C - \sum_{\vec{q},j} 2\Omega^{-1}_{\vec{q}j} [B_{\vec{q}j}(f)\eta^{*}_{\vec{q}j} + B^{*}_{\vec{q}j}(f)\eta_{\vec{q}j}].$$

Уравнения /12/ позволяют, вообще говоря, определить не только модуль параметра порядка С, как в обычной модели Дикке, но и аргумент ψ $(C = |C|e^{i\psi})$. Решения системы /12/ существенно зависят от длины волны и фазы классического поля /11/. Рассмотрим лишь несколько характерных случаев. Из соображений наглядности ограничимся случаем, когда эффективна лишь одна мода фононного поля $\Omega_{qj} = \Omega$ /19/, и будем считать вектор $\vec{k}$ коллинеарным оси OX /квазиодномерный кристалл/.

Случай 1. Длина волны классического поля /11/ равна постоянной решетки a и $\phi = -\pi/2$ /см. рис.2а/. Тогда

$$\mu(f) = \mu_0 , \quad B(f) = 0.$$

Второе уравнение в /12/ имеет только тривиальное решение $\eta = 0$. Иначе говоря, при таком выборе поля система оказывается "нечувствительной" к малым тепловым колебаниям излучателей в решетке. Из первого уравнения /12/ получаем:

$$\begin{cases} \text{Re}\, C \equiv C_x = -(\mu_0 - D^2\omega^{-1} C_x) E^{-1} \text{th}(E\Theta^{-1}), & /13/ \\ \text{Im}\, C \equiv C_y = D^2 \omega^{-1} C_y E^{-1} \text{th}(E\Theta^{-1}), \\ E \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\omega^2 + 4(D^2\omega^{-1} C_x - \mu_0)^2} . \end{cases}$$

Второе уравнение /13/ имеет только нулевое решение $\text{Im}\, C = 0$. Зависимость C_x от температуры Θ для различных соотношений между μ_0 и $D^2\omega^{-1}$ изображена на рис.2б. Для каждых фиксированных μ_0 и $D^2\omega^{-1}$ существуют две ветви решения, одна из которых соответствует случаю $C_x > 0$ /пунктирная линия/, а другая - $C_x < 0$ /сплошная линия/. При $\mu_0 \to 0$ ветви сближаются, переходя при $\mu_0 = 0$ в обычное решение для модели Дикке /штрих-пунктирная кривая/. Такая ситуация наглядно иллюстрирует концепцию ква-

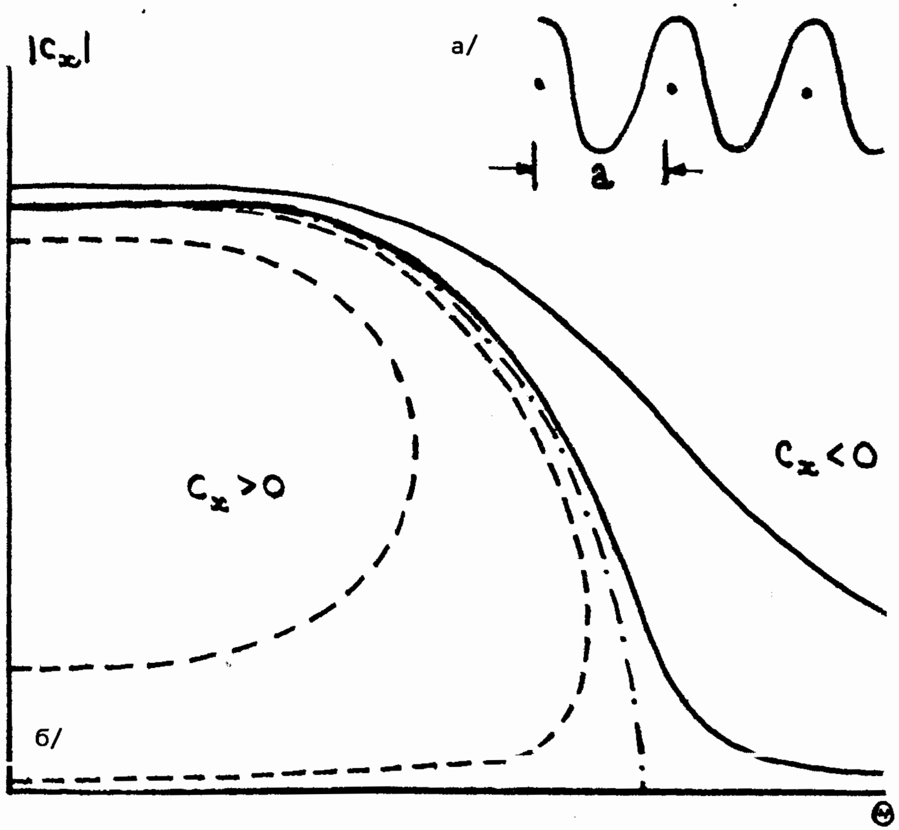

Рис.2. Линейная цепочка излучателей в классическом поле с длиной волны а и фазой $\phi=-\pi/2$ /2а/ и температурная зависимость вещественного параметра порядка C_x /2б/.

зисредних Боголюбова [20], согласно которой сколь угодно малое возмущение может привести к качественному изменению в поведении параметра порядка.

Сравнивая плотности свободной энергии, нетрудно показать, что абсолютно устойчивым оказывается решение с $C_x<0$, тогда как ветвь с $C_x>0$ реализует лишь локальный минимум свободной энергии. Аналогичный результат получается при замене фазы $\phi=-\pi/2$ на $\phi=\pi/2$. Таким образом,в рассматриваемом случае фазовый переход в системе отсутствует; состояние системы характеризуется монотонно убывающим с ростом температуры параметром порядка $|C_x|$.

Случай 2. Длина волны равна а и фаза $\phi=0,\pi$ /см. рис.3а/.

При этом

$$\mu(f)=0,\ \ B(f)=\mu_0 A\Omega^{-1/2},\ \ A\equiv 2\pi a^{-1}\ (2m)^{-1/2}.$$

Уравнения /12/ принимают вид

$$C=[D^2\omega^{-1}C+2\mu_0 A\Omega^{3/2}(\eta+\eta^*)]E^{-1}\ \mathrm{th}(E\Theta^{-1}),$$
$$\eta=4\mu_0 A\Omega^{-3/2}(D^2\omega^{-1}C_x+4\mu_0 A\Omega^{-3/2}\mathrm{Re}\,\eta)E^{-1}\,\mathrm{th}(E\Theta^{-1}), \qquad /14/$$
$$E=\frac{1}{2}\sqrt{\omega^2+4\,|D^2\omega^{-1}C+4\mu_0 A\Omega^{-3/2}\mathrm{Re}\,\eta\,|^2}\,.$$

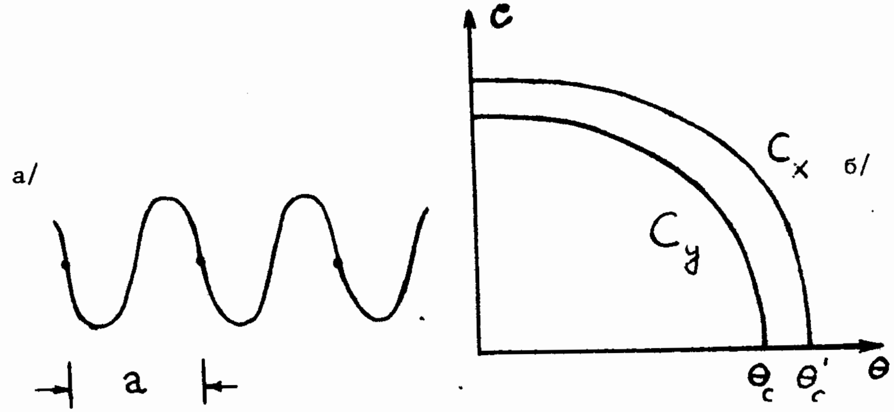

Рис.3. Линейная цепочка излучателей в классическом поле с длиной волны а и фазой $\phi=0$ /3а/ и температурная зависимость действительной и мнимой частей параметра порядка С.

Из второго уравнения /14/ видно, что $\eta=\mathrm{Re}\,\eta$ /$\mathrm{Im}\,\eta=0$/. Далее, сравнивая первое и второе уравнения, находим

$$\eta=4\mu_0 A\Omega^{-3/2}C_x\,. \qquad /15/$$

Предположим, что $C_y\neq 0$. В этом случае при $\mu_0\neq 0$ получаем $C_x=0$. Для C_y имеет место стандартное уравнение

$$C_y\sqrt{\omega^2+4D^4\omega^{-2}C_y^2}=2D^2\omega^{-1}\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\omega^2+4D^4\omega^{-2}C_y^2}/2\Theta\right).$$

Таким образом, при $\Theta<\Theta_c=\omega/2\,\mathrm{Arth}(\omega^2/2D^2)$ в системе возникает упорядочение, характеризуемое чисто мнимым параметром порядка $C=iC_y$, причем фононный параметр порядка η равен нулю.

Пусть теперь $C_x\neq 0$. В этом случае $C_y=0$ и уравнение для C_x имеет вид

$$C_x\sqrt{\omega^2+4(D^2\omega^{-1}+16\mu_0^2A^2\Omega^{-3})^2C_x^2}=$$
$$=(D^2\omega^{-1}+16\mu_0^2A^2\Omega^{-3})\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\omega^2+4(D^2\omega^{-1}+16\mu_0^2A^2\Omega^{-3})^2C_x^2}/2\Theta\right)$$

и при $\Theta<\Theta_c'=\omega/2\,\mathrm{Arth}\{\omega/2(D^2\omega^{-1}+16\mu_0^2A^2\Omega^{-3})\}$ в системе возникает упорядочение, характеризуемое чисто вещественным параметром порядка $C=C_x$, причем в силу /15/ фононный параметр порядка также отличен от нуля. Ясно, что $\Theta_c<\Theta_c'$. Далее, исследование свободных энергий показывает, что устойчивым будет второе из указанных решений /т.е. с $C_x\neq 0$/. Таким образом, в этом случае возникает упорядочение обычного типа, однако наличие внешнего поля приводит к повышению температуры фазового перехода в "сверхизлучательное " состояние /см. рис.3б/.

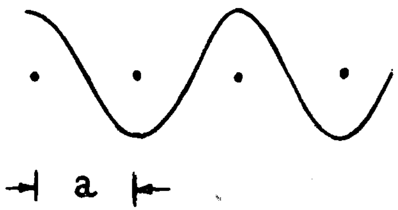

Рис.4. Линейная цепочка излучателей в классическом поле с длиной волны 2a и фазой $\phi=-\pi/2$

Случай 3. Длина волны равна 2a и фаза $\phi=\pi/2$ /рис.4 /. В этом случае

$$\sin(kf-\phi)=\begin{cases}+1, & f=2k+1,\\ -1, & f=2k,\ k=1,2,\ldots;\end{cases}$$

$$\cos(kf-\phi)=0,$$

откуда $B(f)=0$. Поэтому второе уравнение в /12/ имеет только тривиальное решение. Первое уравнение принимает вид

$$C=\frac{D^2\omega^{-1}C-\mu_0}{2E_+}\mathrm{th}(E_+\Theta^{-1})+\frac{D^2\omega^{-1}C+\mu_0}{2E_-}\mathrm{th}(E_-\Theta^{-1}),$$

где

$$E_\pm=\sqrt{\omega^2+4\,|\mu_0\mp D^2\omega^{-1}C|^2}.$$

Решения этого уравнения качественно согласуются со случаем 1.

Ясно, что при сдвиге фазы на π /т.е. при $\phi=3\pi/2$ / мы снова имеем случай 2. Аналогично могут быть рассмотрены и другие возможные ситуации.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, мы показали, что сегнетоэлектрическое упорядочение в кристаллах с водородными связями может рассматриваться как температурная накачка в лазере, причем когерентное электромагнитное излучение может быть реализовано, например,

при быстрой адиабатической переполяризации сегнетоэлектрика. Как показывают простые оценки, длина волны такого излучения должна лежать в миллиметровом диапазоне.

Воздействие коротковолнового классического поля на сверхизлучательную систему в кристалле может привести к изменению температуры фазового перехода /случай 2/ и даже к качественному изменению поведения параметра порядка /случай 1,3/.

Заметим далее, что в силу сильной связи между фононной и дипольной подсистемами в сегнетоэлектриках /11/ в них имеют место стрикционные и пьезоэлектрические эффекты. Последние также могут рассматриваться как накачка при температурах, превышающих точку сегнетоэлектрического фазового перехода. С другой стороны, воздействие коротковолнового классического поля может привести к компенсации стрикционных эффектов/случаи 1,3/.

Важно подчеркнуть, что возникновение сверхизлучения в сегнетоэлектрике определяется главным образом условиями сегнетоэлектрического упорядочения /7/, что делает проблему получения когерентного электромагнитного излучения в таких системах весьма реалистической.

В заключение подчеркнем, что проведенное здесь рассмотрение без труда обобщается на другие типы сегнетоэлектриков и вообще на системы с характерным упорядочением диполей.

Пользуясь случаем, авторы выражают глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову /мл./, И.К.Кудрявцеву, И.В.Стасюку, Н.А.Чернikову, В.И.Юкалову, И.Р.Юхновскому за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kudryavtsev I.K., Shumovsky A.S.Optica Acta, 1979, v.26, p. 827.
2. Кудрявцев И.К., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. ДАН СССР, 1979, 248, с. 335.
3. Кудрявцев И.К., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. Квантовая электроника, 1979, 6, с. 2573.
4. Bogolubov N.N.,Jr., Plechko V.N. Physica, 1976, v. 82A, p. 163.
5. Ressayre E., Tallet A. Lett.Nuovo Cim., 1972, 5, p. 1105.
6. Novacović L. The pseudo-spin method in magnetism and ferroelectricity. Pergamon Press. Oxford, 1975.
7. Ахметели А.М., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. ОИЯИ, Д17-81-411, Дубна, 1981, с. 4.
8. Kobayashi K. J.Phys.Soc.Jap., 1968, v.24, p. 497.
9. Вакс В.Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. "Наука", М., 1973.

10. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. "Мир", М., 1978.
11. Курбатов А.М., Плечко В.Н. ТМФ, 1976, 28, с. 127.
12. Боголюбов Н.Н. /мл./, Плечко В.Н. ДАН СССР, 1976, 228, с. 1061.
13. Бранков Й.Г., Загребнов В.А., Тончев Н.С. ТМФ, 1975, 22, с. 20.
14. Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. "Мир", М., 1975.
15. Bogolubov N.N.,Jr., Shumovsky A.S., Indian J. Pure & Appl. Phys., 1970, v. 8, p. 121.
16. Панченко Т.В. и др. Кристаллография, 1976, 21, с. 841.
17. Боголюбов Н.Н. /мл/, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, Р17-81-514, Дубна, 1981.
18. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, Р17-81-465, Дубна, 1981.
19. Thompson B.V. J.Phys.A, 1975, v. 8, p. 126.
20 Боголюбов Н.Н. ОИЯИ, Д-781, Дубна, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1982 года.

Ахметели А.М., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. О конденсации фотонной моды при взаимодействии электромагнитного поля с сегнетоэлектриком P17-82-39

В качестве физической реализации модели, предложенной в работах /1-8/, рассмотрено взаимодействие сегнетоэлектрика типа KDP с резонансной модой электромагнитного поля. Показана возможность возникновения когерентного электромагнитного сверхизлучения в такой системе при условии корреляции электрических диполей. Показано также, что воздействие коротковолнового классического поля может привести к существенным изменениям в поведении параметра порядка в сверхизлучательной системе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Akhmeteli A.M., Meleshko A.N., Shumovsky A.S. On the Photon Mode Condensation in the Ferroelectric-Electromagnetic Field Interaction P17-82-39

An interaction of the ferromagnetic of KDP-type with resonance mode of electromagnetic field is considered. It is shown that the coherent electromagnetic superradiation can arise in such system when the electrical dipoles are correlated. It is also shown that the influence of short-wave classical field can lead to the significant changes in the behaviour of the order parameter for the superradiative system.

The investigation has been performed at the Laboratory of the Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.