

## СРЕДЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

УДК 539.213 : 535.212

В. К. МАЛИНОВСКИЙ, Ю. Е. НЕСТЕРИХИН,

В. Н. НОВИКОВ, А. П. СОКОЛОВ

(Новосибирск)

ЛОКАЛЬНЫЕ ФОНОНЫ В СРЕДАХ  
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ СВОЙСТВ \*

Многие, в том числе колебательные, свойства твердых тел определяются их локальной структурой. Колебания в идеальных кристаллах научились описывать довольно давно [1]. И. М. Лифшиц [2] ввел понятие о локальных фононных модах, возникающих при замещении атома основной решетки на более тяжелый или более легкий. Позднее в связи с резким повышением интереса к аморфным структурам проводились численные расчеты колебаний в аморфных средах со случайной константой взаимодействия между ближайшими соседями или топологическим беспорядком. Из расчетов можно сделать вывод, что топологический беспорядок, как и беспорядок, вызванный случайными массами атомов или силами взаимодействия между ними, ведет к локализации колебаний [3].

В реальных кристаллах локальные фононные колебания связаны с нарушениями периодичности — точечными и линейными дефектами кристаллической решетки и поверхностью кристаллов. В случае стекол и аморфных тел, для которых специфично существование областей с некоторым характерным корреляционным радиусом структуры, локализация колебаний должна происходить из-за размерного эффекта. К чему это приведет?

Ответ на этот вопрос и определяет содержание работы. Покажем, что:

а) стекла и аморфные тела состоят из кристаллически упорядоченных микрообластей с характерным объемом  $\langle v \rangle \sim 10^{-21} \text{ см}^{-3}$ ;

б) локализация колебательной энергии, получаемой, например, от кванта света, в такой микрообласти приводит к ее разогреву и структурным перестройкам;

в) для выявления изменений локальной кристаллической структуры на масштабах  $\langle v \rangle \sim 10^{-21} \text{ см}^{-3}$  есть метод, основанный на наведении оптической анизотропии с помощью поляризованного света.

В последние годы все большее число исследователей склоняется в пользу того, что в аморфных и стеклообразных материалах и расплавах имеется некоторый средний, «промежуточный», порядок: локальная структура стекол и аморфных тел совпадает со структурой их кристаллического прототипа либо имеет другую, возможно и нефедоровскую, симметрию. Область кристаллического упорядочения захватывает по разным оценкам от нескольких десятков до ста атомов и имеет диаметр  $\sim 1,0-1,5 \text{ нм}$ . Из-за малости этого размера вещество остается рентгеноаморфным.

\* Работа докладывалась на II/Советско-западногерманском семинаре по дефектам в диэлектрических кристаллах. Рига, 4—8 сентября 1985 г.

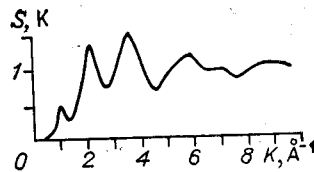
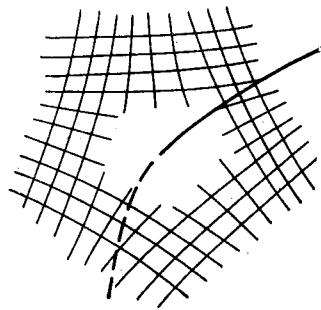


Рис. 2. Структурный фактор для стеклообразного  $\text{GeSe}_2$  [7].

Рис. 1. Пятичленное кольцо связей, соответствующее дисклинации.

Уже из общих соображений ясно, что наличие упорядоченных микрообластей конечного размера должно приводить к локализации в них фононных мод. Прежде чем перейти к локальным колебаниям и связанным с ними эффектам, остановимся несколько подробнее на некоторых экспериментальных и теоретических аспектах среднего порядка в стеклах.

Согласно современным представлениям, дефектами, которые обуславливают потерю в стекле и аморфном теле дальнего кристаллического порядка, могут являться распределенные с большой плотностью линейные дефекты типа дисклинаций [4]. Простой пример дисклинации — пятичленное кольцо, образованное атомными связями. Такие элементы структуры отсутствуют в кристаллах, так как несовместимы с трансляционной симметрией, однако вполне допустимы в неупорядоченных материалах. Каждому кольцу с нечетным числом связей можно сопоставить линию, проходящую сквозь него, которая нигде не кончается, т. е. либо замыкается в петлю, либо выходит на границу тела. Эта линия — ось дисклинации (рис. 1).

Известно, что при достаточно высокой температуре кристалл неустойчив относительно перехода в состояние с большим количеством дисклинаций [5]. Такое состояние сильно разупорядочено и является моделью структуры расплава вблизи точки плавления или стекла. Дисклинации разбивают стекло на микрообласти, в которых в значительной степени сохраняется обычный кристаллический порядок. Оценки, проведенные в работе [5], дают тот же порядок размера микрообласти, который приводился выше.

Экспериментальные данные, указывающие на существование в стеклах и аморфных телах локально упорядоченных микрообластей, носят пока только косвенный характер. К ним относятся:

а) универсальное поведение длины свободного пробега в разных аморфных телах при малых длинах волн:  $l \sim l_0 = 0,5$  нм при  $\lambda < l_0$  [6];

б) предпик в радиальной функции распределения, получаемой на основе рентгеноструктурных данных [7] (рис. 2);

в) избыточная теплоемкость  $s$  и «плато» в температурной зависимости теплопроводности  $\kappa$  в области  $T = 10-20$  К (рис. 3), наблюдаемые во всех аморфных телах. Согласно моделям [8, 9] низкотемпературные аномалии связаны с наличием корреляционного радиуса структуры  $R_c \sim 0,5-1,5$  нм. В [10] эти особенности  $s$  и  $\kappa$  связываются с квазилокальными колебаниями групп атомов;

г) низкочастотный бозонный пик, обнаруженный в спектрах комбинационного рассеяния (КР) света всех аморфных и стеклообразных материалов (рис. 4). На его долю приходится от 30 до 90% интегральной интенсивности всего спектра КР. Его положение позволяет определить радиус корреляции структуры [11]. В [12] показано, что бозонный пик имеет универсальную форму для большого числа разных по химическому составу стекол (что свидетельствует о его структурном происхождении) и соответствует примерно одному и тому же значению  $R_c \sim 0,5-0,8$  нм;

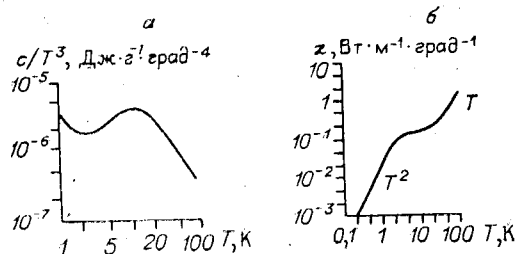


Рис. 3. Низкотемпературные зависимости теплоемкости (а) и теплопроводности (б) аморфного  $\text{SiO}_2$ .

д) явление фотонаведенной оптической анизотропии, наблюдаемое в халькогенидных стеклах [13]. Оно дает информацию не только о размере области кристаллической упорядоченности, но и о характере и величине локальной оптической анизотропии. Ниже остановимся несколько подробнее на этом явлении.

Важным свойством упорядоченных микрообластей является то, что в некотором приближении они могут рассматриваться как маленькие резонаторы. Их колебания соответствуют локализованным фононам с размером  $\lambda \sim R_c$  и частотой  $\omega \sim c_s/R_c$ , где  $c_s$  — скорость звука. Подобные локализованные фононы отсутствуют в совершенном кристалле и представляют собой особенность аморфного состояния.

Время жизни локализованного фонона в ангармонической решетке в кристалле обычно составляет несколько сотен периодов колебаний. Можно сделать предположение, что локализованные в микрообластях колебания имеют время жизни  $\tau_{ж}$ , но крайней мере на 1–2 порядка превышающее характерный период колебаний локализованного фонона, т. е.  $10^{-10} - 10^{-11}$  с.

Задержка колебательной энергии в кластере на время, на несколько порядков превышающее время простого пролета фонона, приводит к интересному явлению — структурным перестройкам в стекле под действием света сколь угодно малой интенсивности. Такие структурные изменения наблюдаются в халькогенидных стеклах (ХС), но, по-видимому, они должны происходить в той или иной степени и в других стеклах. Эти перестройки являются спецификой стеклообразного состояния и не происходят в кристаллических аналогах. Для описания эффекта предложен ряд моделей, из которых наиболее последовательно и полно объясняет экспериментальные данные, на наш взгляд, модель локального разогрева или «тепловых вспышек» [14–17]. Наш вариант этой модели заключается в следующем. Возбужденный межзонным светом электрон со значительной долей вероятности рекомбинирует безызлучательным образом. Его энергия  $Q \sim 1$  эВ выделяется в виде высокочастотных фононов, причем время безызлучательного перехода в сильноангармоничной аморфной матрице мало ( $\tau < 10^{-11}$  с), о чем свидетельствует тот факт, что стоксовский сдвиг линии люминесценции  $\sim 1$  эВ возникает через время  $\tau_{ст} < 10^{-11}$  с после возбуждения [18]. Первоначальный спектр фононов сильно непланковский (см., например, эксперимент [19]), затем высокочастотные фононы распадаются на фононы с более низкими частотами и постепенно распределение фононов становится планковским и равновесным. Значительная часть (как следует из [20], вплоть до всей величины в случае локализации, вызванной дефектом силовых констант) выделившейся в безызлучательном переходе энергии будет принадлежать локализованным колебаниям и, следовательно, задержится в микрообласти на время  $\sim \tau_{ж}$ . Поскольку  $\tau_{ж} > \tau$ , то в течение времени  $\sim \tau_{ж}$  плотность колебательной энергии будет определяться суммарной энергией локализованных фононов. В результате на время  $\tau_{ж}$  микрооб-

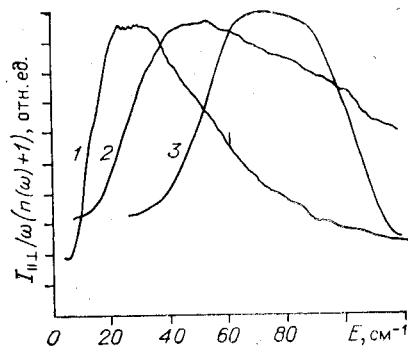


Рис. 4. Низкочастотные спектры комбинационного рассеяния  $\text{As}_2\text{S}_3$  (1),  $\text{SiO}_2$  (2) и  $a\text{-Ge}$  (3).

Положение и форма бозонного пика дают информацию о радиусе и функции корреляции структуры.

ния (быстро по сравнению с обычными временами охлаждения макроскопического образца после отжига при  $T_g$ ) в момент резкого возрастания времен структурных релаксаций при  $T_{эф} = T_g$  происходит закалка и микрообласть фиксируется в разупорядоченном состоянии, соответствующем  $T = T_g$ . Образец при этом темнеет, так как в более разупорядоченном состоянии ширина запрещенной зоны меньше. Эту модель фотоструктурных превращений можно назвать моделью локального разогрева. Хватит ли энергии  $Q = 1$  эВ для того, чтобы перегреть микрообласть до  $T \geq T_g$ ? Поскольку при температурах, больше дебаевских, теплоемкость на один атом равна  $3k$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, то для микрообласти из  $N = 100$  атомов простая оценка даст  $T_{эф} = 30^\circ$ . Этого мало, чтобы нагреть микрообласть, например, от азотной температуры до  $T_g$ .

Однако непланковский вид спектра неравновесных фононов приводит к тому, что эта оценка становится неприменимой. Вопрос об эффективной температуре микрообласти не имеет очевидного и однозначного ответа. Для нас оказывается важным то, что  $T_{эф}$  и величина фотоструктурных превращений в модели локального разогрева связаны не только с суммарной энергией фононов при безызлучательной релаксации фото возбуждения, но и с тем, как фононы распределены по частотам. В случае непланковского распределения с преобладанием высокочастотных фононов  $T_{эф}$  может быть значительно выше приведенной простой оценки [21].

Степень разупорядочения структуры, которая в равновесных условиях зависит от температуры  $T$ , можно характеризовать величиной среднеквадратичных колебаний атомов  $\bar{r}^2$  около мгновенных положений равновесия. На это указывает, в частности, критерий Лицдемана, согласно которому плавление, т. е. переход в разупорядоченное состояние, наступает в тот момент, когда  $\bar{r}^2$  достигает определенной доли  $x$  межатомного расстояния:  $\bar{r}^2 = x^2 a^2$ ,  $x \sim 0,15-0,18$ . Сравним два случая: первый, когда вся энергия в безызлучательном процессе перешла в высокочастотные фононы с  $\omega \sim \alpha \omega_D$ , где  $\alpha \sim a/d$ ;  $a$  — среднее расстояние между ближайшими соседями;  $\omega_D$  — дебаевская частота ( $\omega$  соответствует частоте локализованных колебаний), и второй, когда фононы имеют планковскую функцию распределения. В первом случае среднее значение квадрата флуктуационных смещений, как можно показать, равно

$$\bar{R}_1^2 = \epsilon / \alpha^2 \rho \omega_D^2, \quad (1)$$

где  $\epsilon = Q/N$  — локальная плотность энергии фононов;  $\rho$  — плотность.

Во втором, планковском, случае

$$\bar{R}_{пл}^2 = 3\epsilon / \rho \omega_D^2. \quad (2)$$

Температура, соответствующая неравновесному планковскому распределению фононов со значением  $\bar{r}^2$  (2), равна

$$T_{пл} = \frac{m \omega_D^2 \bar{R}_{пл}^2}{9}. \quad (3)$$

Эффективную температуру микрообласти в случае непланковского распределения фононов можно определить как ту, при которой  $\bar{R}_1^2 = \bar{R}_{пл}^2$ . В результате получаем

$$T_{эф} = Q/9N^{1/3} = 1/3N^{2/3} T_{пл}. \quad (4)$$

Например, если в безызлучательном переходе выделяется энергия  $Q = 1$  эВ и  $N = 100$ , то  $T_{пл} = 30^\circ$ ,  $T_{эф} = 200^\circ$ . Таким образом,  $T_{эф}$  мо-

жет значительно превышать результат простой оценки с помощью формулы  $Q = 3NT$ . ( $T_{эф}$  равна по величине той равновесной температуре, при которой скорость структурных превращений такая же, как при заданном неравновесном и непланковском распределении фононов). Результат (4) показывает, что энергии одного светового кванта должно быть достаточно для локального перегрева упорядоченной микрообласти до температуры, значительно превышающей  $T_g$ , когда времена структурных перестроек резко уменьшаются.

Упомянутая вначале фотоиндуцированная анизотропия оптических свойств стекол и пленок естественным образом объясняется в рамках модели локального разогрева. Количественное совпадение спектров наведенного в халькогенидных стеклах дихроизма со спектрами дихроизма соответствующих кристаллов [22] является прямым доказательством существования кристаллически упорядоченных микрообластей в структуре стекла. Вероятность поглощения кванта света такой микрообластью зависит от ориентации ее кристаллографических осей. После поглощения фотона и нагрева до  $T \geq T_g$  структура микрообласти перестраивается так, что она «забывает» о своей первоначальной ориентации и оптическая ось фиксируется в произвольном направлении. Подчеркнем, что речь идет не о каких-либо разворотах структурных единиц, а лишь о малых смещениях атомов, изменяющих направление дипольного момента области. В результате в первоначально изотропном стекле уменьшается доля микрообластей, наиболее эффективно поглощающих свет с данной линейной поляризацией, и стекло становится оптически анизотропным. По-видимому, это пока единственный метод, обнаруживающий анизотропию стекла на малых масштабах.

Согласно модели локального разогрева изменения, возникающие в стеклах при световом воздействии, должны быть аналогичны изменениям при термической закалке. Аналогия между этими процессами неоднократно подчеркивалась различными авторами [23, 24]. Эксперимент показывает, что при световом воздействии так же, как при закалке отожженных стекол, возникает уменьшение оптической ширины запрещенной зоны, увеличение коэффициента поглощения, толщины образца, уменьшение вязкости и т. д. Более того, максимальной величиной фотоиндуцированных изменений обладают составы, наиболее чувствительные к термической обработке [24]. Анализ предложенного механизма фотоструктурных превращений с позиций кинетической теории стеклования позволил связать рассматриваемый процесс с температурой размягчения  $T_g$  [25] — одним из основных параметров стеклообразного состояния. Это дало возможность количественно оценить квантовый отклик (в данном случае величину перестраивающейся при поглощении одного кванта света микрообласти) [15, 26], амплитуду фотоиндуцированных изменений [25], а также их зависимость от температуры и состава халькогенидных стекол.

Таким образом, модель локального разогрева в отличие от других моделей фотопревращений в ХС позволяет понять и отмечавшуюся ранее аналогию между изменениями, возникающими в этих материалах при термической закалке и световом воздействии, и обнаруженную в последнее время связь основных параметров процесса с температурой размягчения [15, 25, 27]. Именно структурные особенности стеклообразного состояния приводят к столь значительным проявлениям локального разогрева, который, по-видимому, может происходить и в областях искажений периодической решетки кристаллов вблизи дефектов.

Так, в [28] показано, что в щелочно-галогидных кристаллах френкелевские дефекты создаются при безызлучательном распаде экситонов и рекомбинации электронов и дырок. Наличие локальных мод колебаний приводит к тому, что время колебательной релаксации в десятки раз превышает период колебаний. Концентрация и медленная диссипация колебательной энергии способствуют созданию  $F$ - и  $H$ -центров или катионных френкелевских дефектов.

В [29] в рамках модели локального разогрева объяснены характерные особенности люминесценции в халькогенидных стеклах.

Недавно идея локального разогрева за счет неравновесных локализованных фононов была применена для объяснения фотопластического эффекта (ФПЭ) [30]. Последний так же, как эффект фотонотемнения, имеет максимум на краю собственного поглощения кристалла и уменьшается с ростом температуры. Дислокации закреплены на центрах, на которых происходит рекомбинация фотовозбужденных электронов. При безызлучательной рекомбинации значительная вплоть до всей величины часть энергии переходит в локализованные на центре фононы. Эти локальные колебания большой амплитуды живут достаточно долго ( $\tau_{ж} \gg \omega^{-1}$ ); в результате дислокации легко открепляются от стопора, что приводит к заметным (100%) изменениям напряжений течения кристалла при ФПЭ.

В заключение подчеркнем, что предлагаемый в работе подход альтернативен часто используемому методу конструирования специфического вида дефектов, под которыми понимаются либо нарушение координации отдельного атома, либо квазимолекулярные комплексы, либо вообще не конкретизированные двухуровневые состояния. Изложенные в настоящей работе экспериментальные данные обосновывают подход, учитывающий наличие упорядоченных микрообластей и локализованных в них колебаний. Он в большей мере отражает особенности строения аморфного и стеклообразного состояния и позволяет объяснить многие свойства, характерные для некристаллических твердых тел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Завт Г. С. Теория колебаний кристаллической решетки.— Тарту: ТГУ, 1966.
2. Лифшиц И. М. Оптическое поведение неидеальных кристаллических решеток в ИК-области.— ЖЭТФ, 1942, т. 12, с. 156.
3. Bell R. J. Localization in a topologically disordered chain.— J. Phys. C., 1972, v. 5, p. 2315.
4. Sadoc J. F., Mosseri R. Modelling of the structure of glasses.— J. Non-Cryst. Sol., 1984, v. 61, 62, p. 487.
5. Новиков В. Н. Плавление кристалла как переход в пространство с постоянной кривизной.— ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 1080.
6. Amorphous Solids: Low-Temperature Properties/Ed. W. A. Phillips.— Berlin: Springer-Verlag, 1984.
7. Phillips J. C. Topology of covalent non-crystalline solids II: medium-range order in chalcogenide alloys and a — Si (Ge).— J. Non-Cryst. Sol., 1981, v. 43, p. 37.
8. Hüttner B., Pompe W. A new theoretical approach to the low-temperature specific heat of disordered solid.— Phys. Stat. Sol. (B), 1982, v. 114, p. 503.
9. Morgan G. J., Smith D. J. Thermal conduction in glasses and polymers at low temperatures.— J. Phys. C, 1974, v. 7, p. 649.
10. Кариов В. Г., Паршин Д. А. О теплопроводности стекол при температуре ниже дебаевской.— ЖЭТФ, 1985, т. 88, с. 2212.
11. Martin A. J., Brenig W. Model for Brillouin scattering in amorphous solids.— Phys. Stat. Sol. (B), 1974, v. 64, p. 163.
12. Малиновский В. К., Соколов А. П. О природе бозонного пика в комбинационном рассеянии света в стеклах.— Новосибирск, 1985. (Препринт/АН СССР, Сиб. отделение, ИАиЭ; 272).
13. Жданов В. Г., Малиновский В. К. Фотоиндуцированное двулучепреломление и дихроизм в пленках  $As_2S_3$ .— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 343.
14. De Neufville J. P. Optical Properties of Solids — New Developments/Ed. B. O. Seraphin. Amsterdam, 1976, p. 437.
15. Жданов В. Г., Малиновский В. К. Модель фотоструктурных изменений в пленках ХСП.— Новосибирск, 1979. (Препринт/АН СССР, Сиб. отделение, ИАиЭ; 106).
16. Malinovsky V. K., Zhdanov V. G. Local heating and photostructure transformations in chalcogenide vitreous semiconductors.— J. Non-Cryst. Sol., 1982, v. 51, p. 31.
17. Phillips J. C. Thermal decay of pulse-induced microcosmic geminate excitons in  $g - As_2S_3$ .— Phys. Rev., 1982, v. B25, p. 1397.
18. Weinstein W. A., Orlovskii T. E., Knox W. H., Nordlung T. M., Monrou G. Picosecond luminescence and competing nonradiative processes in  $As_2S_3$  glass.— Phys. Rev., 1982, v. B26, p. 4777.
19. Baumgartner R., Engelhardt M., Renk K. F. Spectral distribution of high-frequency phonons, generated by non-radiative transition.— Phys. Lett., 1983, v. 94A, p. 55.
20. Завт Г. С. Об искажении дефектами зонных колебаний кристалла.— ФТТ, 1963, т. 5, с. 1946.

21. Малиновский В. К., Новиков В. Н. Неравновесные фононы и фотоструктурные превращения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках.— В кн.: Аморфные полупроводники-84: Тез. Междунар. конф. Габрово: ВМЕИ, 1984, с. 140.
22. Zhdanov V. G., Kolomiets B. T., Lyubin V. M., Malinovsky V. K. Photoinduced optical anisotropy in chalcogenide vitreous semiconductors.— *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1979, v. 52, p. 621.
23. Kimura K., Nakata H., Murayama K., Ninomiya T. Interrelation between glass transition and reversible photostructural changes.— *Sol. St. Commun.*, 1981, v. 40, p. 551.
24. Мамедов С. Б., Михайлов М. Д., Печерицын И. М. Фотоструктурные превращения в стеклах системы Ge—Se.— *Физика и химия стекла*, 1981, т. 7, с. 503.
25. Malinovsky V. K., Sokolov A. P., Zhdanov V. G. Amplitude of photostructural changes in chalcogenide vitreous semiconductors.— *Sol. St. Commun.*, 1984, v. 51, p. 647.
26. Жданов В. Г., Малиновский В. К., Соколов А. П. Фотоиндуцированные изменения структуры пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников.— *Автометрия*, 1981, № 5, с. 3.
27. Tanaka Keiji. Mechanisms of photodarkening in amorphous chalcogenides.— *J. Non-Cryst. Sol.*, 1983, v. 59, 60, p. 925.
28. Луцкий Ч. Б., Витол И. К., Эланго М. А. Распад электронных возбуждений на радиационные дефекты в ионных кристаллах.— *УФН*, 1977, т. 122, с. 223.
29. Kosa Somogyi I., Koos M. Distribution of  $T_g$  values and PL in amorphous semiconductors.— Budapest, 1984. (Preprint CRIP; N 426).
30. Варданян Р. А., Кравченко В. Я., Осипьян Ю. А. К вопросу о механизме фотопластического эффекта.— *Письма в ЖЭТФ*, 1984, т. 40, с. 248.

*Поступила в редакцию 5 октября 1985 г.*

УДК 537.226.228.3 : 535.21

**Л. С. КАМЗИНА, Н. П. КРАЙНИК, Г. А. СМОЛЕНСКИЙ**  
(Ленинград)

### ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕ ПОЛНОСТЬЮ УПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕД — СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ МАГНИОБАТА СВИНЦА И ПИРОНИОБАТА КАДМИЯ

Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом (РФП) получили практическое применение в качестве конденсаторных, электрооптических и электрострикционных материалов благодаря высоким значениям диэлектрической проницаемости и диэлектрической нелинейности, большой величине электрооптического эффекта и гигантской электрострикции. Такие сегнетоэлектрики обычно характеризуются размытыми аномалиями в температурных зависимостях диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ), теплоемкости ( $c$ ), теплового расширения ( $\Delta l/l$ ) и электрооптических коэффициентов в области фазового перехода.

Согласно представлениям, развитым в [1—3], размытые переходы возникают в кристаллах, содержащих различные ионы в однопозиционных кристаллографических положениях в результате флуктуаций в концентрациях этих ионов в объеме кристалла. Такие флуктуации концентраций вызывают, в свою очередь, различия локальных температур сегнетоэлектрических фазовых переходов в различных областях объема кристалла. Поэтому в интервале температур размытого фазового перехода предполагается сосуществование областей высоко- и низкотемпературной фаз, концентрация которых меняется при изменении температуры.

В последние годы развиваются представления о роли неполного упорядочения в распределении различных ионов в однопозиционных кристаллографических положениях в возникновении размытия фазового перехода [4—6]. Области кристалла с различным упорядочением ионов обуславливают сосуществование фаз в некотором температурном интервале, определяемом величиной различия локальных температур Кюри.

Рассмотрим свойства сегнетоэлектриков с РФП на примерах двух соединений: магнитобата свинца  $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$  (PMN) (пространствен-