

чение Fe^{3+} и R^{3+} ионов. Представляет интерес дальнейшее изучение этих соединений, прежде всего спиновых структур, с помощью дифракции нейтронов.

Авторы выражают благодарность В. И. Соколову за проявленный интерес и полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Jarchow O., Klaska K.-H., Schenk-Strauß H. // Z. Krist. 1985. 172, N 3—4. P. 159—166. [2] Любутин И. С. // Физика и химия ферритов / Под ред. К. П. Белова и Ю. Д. Третьякова. М., 1973. С. 68—97.

Поступила в редакцию
16.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 23, № 4

УДК 537.226.33

ВЛИЯНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ И СПОНТАННУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ КРИСТАЛЛОВ ДИГЛИЦИННИТРАТА

Б. А. Струков, З. В. Савилова, С. А. Тараскин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Кристаллы диглициннитрата $(NH_2CH_2COOH)_2HNO_3$ (ДГН) при $T=206,5$ К испытывают фазовый переход второго рода типа «порядок—беспорядок» с изменением симметрии $2/m \rightarrow m$ [1, 2]. Физические свойства в области фазового перехода удовлетворительно следуют теории Ландау [3—5]. Характерной особенностью диэлектрической проницаемости является большой доменный вклад в полярной фазе [3, 4]. В настоящей работе исследовались температурные зависимости теплоемкости, диэлектрической проницаемости и спонтанной поляризации γ -облученных кристаллов ДГН. Методика измерений аналогична использованной в работах [4, 5]. Облучение кристаллов проводилось при комнатной температуре.

Кривая теплоемкости для чистого кристалла имеет типичный λ -пик с избыточной теплоемкостью в интервале $90 \div 206,5$ К [4]. При $T_K=206,5$ К наблюдается скачок теплоемкости. Воздействие γ -излучения приводит к следующим эффектам: 1) размытию фронта скачка теплоемкости и уменьшению его высоты; 2) понижению температуры фазового перехода T_K ; 3) уменьшению избыточной энергии фазового перехода, рассчитанной по формуле

$$\Delta Q = \int_0^{\infty} (c_p(T) - c_{рег}(T)) dT, \quad (1)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $c_{рег}$ — регулярная часть теплоемкости.

Скорость уменьшения T_K с ростом дозы облучения D от 1 до 10 МР снижалась от 0,5 до 0,1 К/МР. При больших дозах T_K стабилизировалась, затем вновь начинала повышаться (рис. 1). Следует отметить, что в кристаллах триглицинсульфата (ТГС), имеющего фазовый переход при $T_K=322$ К, с ростом дозы происходило понижение T_K линейно со скоростью 1—2 К/МР [6] и при дозе 30 МР спонтанная поляризация исчезала. Таким образом, изменение температуры фазового перехода в кристаллах ДГН, облученных при комнатной температуре, имеет более слабую дозовую зависимость, чем в кристаллах ТГС.

Дозовые зависимости величины $\Delta Q/\Delta Q_0$ (ΔQ_0 — энергия фазового перехода необлученного кристалла) для двух различных интенсивностей потока излучения изображены на рис. 2. При $I=450$ Р/с доза облучения накапливалась постепенно, при $I=650$ Р/с исследовалось влияние больших разовых доз. Видно, что при большей интенсивности излучения ΔQ изменяется сильнее.

Предполагалось, что при облучении кристаллов ДГН при комнатной температуре (в параэлектрической фазе) в образце создаются хаотически ориентированные дефекты [7]. Сравнение с данными для кристаллов с поляризованными дефектами (кристаллы ТГС, облученные в сегнетофазе [6]) показывает, что одинаковому смещению T_K соответствует примерно одинаковое размытие области фазового перехода. Поскольку структуры ДГН и ТГС сходны, то можно предполагать, что для обоих кристаллов смещение T_K одинаковым образом зависит от концентрации дефектов. Поэтому образующиеся в кристаллах ДГН при облучении в парафазе дефекты нель-

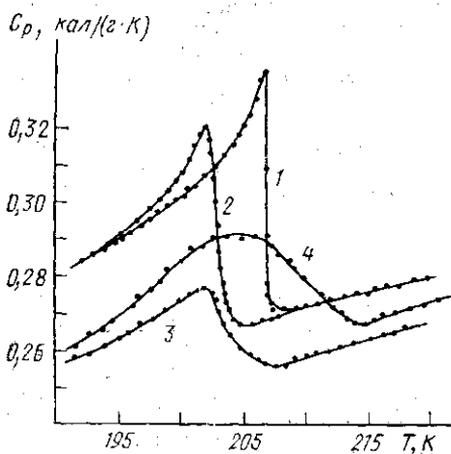


Рис. 1. Теплоемкость кристалла ДГН, необлученного (1) и облученного большими разовыми дозами, в области фазового перехода ($I=650$ Р/с): $D=10$ (2), 20 (3) и 30 МР (4)

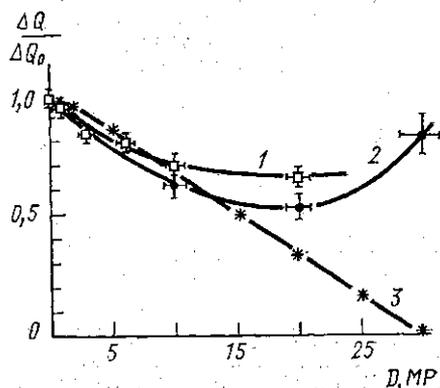


Рис. 2. Изменение избыточной энергии фазового перехода в кристаллах ДГН в зависимости от дозы облучения: $I=450$ (1), 650 (2) Р/с и в кристаллах ГТС (3) при $I=450$ Р/с [6]

зя считать «замороженными хаотическими» (по классификации работы [7]) и вопрос о структуре дефектов требует дальнейших исследований.

Температурные зависимости спонтанной поляризации P_s (рис. 3) и диэлектрической проницаемости ϵ облученных кристаллов ДГН коррелируют с калориметрическими данными. Температура, при которой ϵ достигает максимального значения, и T_K , определяющаяся из экстраполяции линейной части зависимости $P_s^2(T)$, соответствуют температуре фазового перехода, определяемой из зависимости $c_p(T)$. Регистрируется также размытие области фазового перехода и уменьшение доменного вклада в ϵ . Выше T_K как в чистых, так и в облученных кристаллах выполняется закон Кюри—Вейса, причем величина соответствующей постоянной $C_{К.В.}$ не изменяется при $D \leq 15$ МР. Значение тангенса угла наклона прямой $P_s^2(T)$, равное отношению α_T/β коэффициентов разложения термодинамического потенциала по четным степеням поляризации

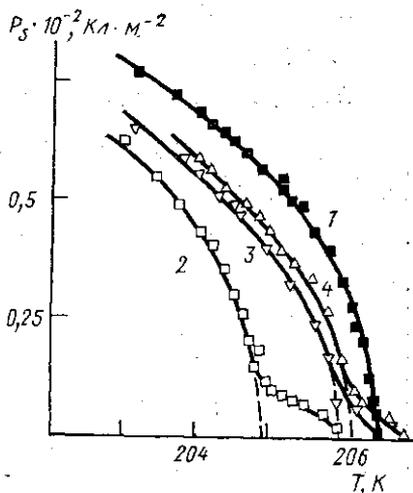


Рис. 3. Спонтанная поляризация кристаллов ДГН, необлученных (1) и облученных в параэлектрической фазе: $D=3$ МР, время после облучения 3 (2), 75 (3) и 160 сут (4) соответственно

$$\Phi = \frac{1}{2} \alpha_T (T - T_K) P^2 + \frac{\beta}{4} P^4 + \frac{\gamma}{6} P^6, \quad (2)$$

не изменяется при $D \leq 5$ МР. Таким образом, для кристаллов ДГН коэффициенты $\alpha_T \sim C_{К.В.}^{-1}$ и β не чувствительны к изменению структуры под воздействием γ -излучения при $D \leq 5$ МР.

Выдерживание облученных кристаллов при комнатной температуре приводит к отжигу дефектов — кривые $P_s(T)$ смещаются в сторону аналогичных зависимостей

для чистого кристалла (рис. 3). Наличие термического отжига после окончания процесса облучения и стабилизация изменений характеристик с ростом дозы, свидетельствующая о достижении стационарной концентрации дефектов, позволяют сделать вывод, что в паразлектрической фазе в кристаллах ДГН параллельно с генерацией дефектов протекает интенсивный процесс их рекомбинации. В результате кристаллы ДГН при комнатной температуре довольно устойчивы к воздействию γ -излучения. Сравнение с данными по облучению кристаллов ТГС [6, 8] и КДР [9] показывает, что в паразлектрической фазе кристаллы с водородными связями проявляют большую устойчивость по отношению к воздействию излучения, чем в сегнетоэлектрической фазе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Pepinsky R., Vedam K., Hoshino S., Okaya Y. // Phys. Rev. 1958. 111, N 2. P. 430—432. [2] Sato S. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. 25, N 1. P. 185—201. [3] Игошин И. П. // ФТТ. 1984. 26, № 4. С. 985—988. [4] Тараскин С. А., Струков Б. А., Савилова З. В., Варикаш В. М. // Изв. АН СССР. сер. физ. 1984. 48, № 2. С. 268—271. [5] Струков Б. А., Савилова З. В., Тараскин С. А., Варикаш В. М. // ФТТ. 1986. 28, № 3. С. 733—738. [6] Федорихин В. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1981. [7] Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. С. // ЖЭТФ. 1979. 76, № 1. С. 345—368. [8] Alemany C., Mendiola J., Jimenez V., Maurer E. // Ferroelectrics. 1973. 5, N 1—2. P. 11—15. [9] Пешиков Е. В. // Кристаллография. 1971. 16, № 5. С. 947—951.

Поступила в редакцию
11.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

УДК 539.213

ПРИРОДА МИКРОГЕТЕРОГЕННОСТИ АМОРФНОЙ СТРУКТУРЫ В СПЛАВЕ $\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$

Г. С. Жданов, Н. А. Хатанова, А. Р. Алтынбаева

(кафедра физики твердого тела)

Изучению структуры аморфных металлических сплавов в последние годы посвящено большое количество работ [1—3], однако полной ясности в этом вопросе все еще нет. Аморфная структура описывается в представлениях топологического и композиционного ближнего порядка [1]. Топологический ближний порядок в расположении атомов характеризуется набором наиболее вероятных межатомных расстояний R_i , определяемых при переходе от интенсивностей и положений диффузных гало к функции радиального распределения. Композиционный ближний порядок можно связать с упорядочением атомов разного сорта внутри локальных областей сплава — кластеров, наличие которых приводит к композиционной микрогетерогенности аморфной структуры [4]. В работе [5] методом машинного моделирования было показано и экспериментально подтверждено на сплавах $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{V}_{18}$ и $\text{Cu}_{50}\text{Ti}_{50}$, что такая композиционная микрогетерогенность, связанная с присутствием в аморфном сплаве кластеров размерами 8—15 Å, независимо от типа упорядочения, приводит к появлению на кривых интенсивностей преика в области углов рассеяния до первого интенсивного диффузного гало.

В данной работе проведено изучение особенностей аморфной структуры и природы микрогетерогенности в аморфном сплаве $\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$.

Аморфный сплав $\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$ в виде лент толщиной 50—60 мкм и шириной 2,5 мм был получен методом сверхбыстрой закалки расплава. Рентгеновский анализ проводился фотометодом на молибденовом излучении, монохроматизированном изогнутым кристаллом топаза. Для оценки интенсивностей применялось фотометрирование рентгенограмм на микрофотометре МФ-4. Изучение структуры локальных областей аморфного сплава проводилось методом дифракционной электронной микроскопии.

На рис. 1, а и б приведены рентгенограммы сплава $\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$ после выдерживания при комнатной температуре в течение одного года и трех лет соответственно. После выдерживания в течение одного года на рентгенограмме выявляются диффузные гало с убывающими интенсивностями по мере возрастания угла рассеяния (см. рис. 1, а), что указывает на «рентгеновскую» аморфность сплава. Выдерживание в течение трех лет делает сплав частично кристаллическим, и на рентгенограмме кроме