

- [5] Хаткевич А. Г. // Кристаллография. 1962. Т. 7. № 5. С. 742—747.
 [6] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
 [7] Сорокина Т. П., Бурков С. И., Сорокин Б. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 156—158.

Красноярский сельскохозяйственный институт

Поступило в Редакцию
 26 сентября 1989 г.
 В окончательной редакции
 2 февраля 1990 г.

УДК 538.69 · 539.124

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

СОЛИТОННЫЙ И ДОМЕННЫЙ ВКЛАДЫ В НЕРАВНОВЕСНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В Rb_2ZnCl_4

С. А. Гриднев, С. А. Прасолов, В. В. Горбатенко

В работе [1] было установлено, что метастабильное состояние в со-размерной сегнетоэлектрической фазе (СФ) кристаллов хлорцинката рубидия Rb_2ZnCl_4 обусловлено по крайней мере двумя физическими процессами с временами релаксации τ_1 и τ_2 . Первый процесс связывался с закреплением доменных границ (ДГ), образовавшихся ниже T_k (T_k — температура фазового перехода из несоразмерной фазы (НФ) в СФ), подвижными точечными дефектами (ТД). Второй процесс обусловлен изменением концентрации солитонов, не распавшихся в T_k .

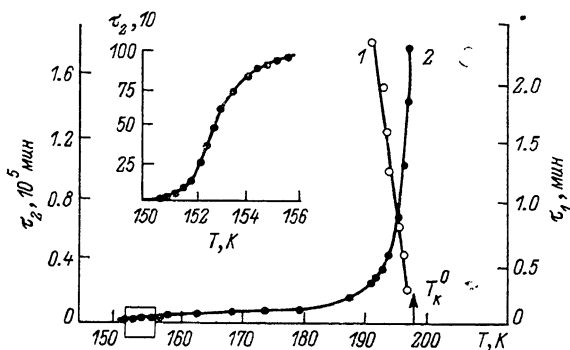


Рис. 1. Температурные зависимости τ_1 (1) и τ_2 (2), снятые при охлаждении кристаллов Rb_2ZnCl_4 ниже T_k .

На вставке — зависимость τ_2 (T) в увеличенном масштабе.

Однако в работе [1] не разделены солитонный и доменный вклады в неравновесную диэлектрическую проницаемость ϵ_x . Поэтому в настоящей работе поставлена задача выделить вклады в неравновесную ϵ_x от каждого указанного выше физического процесса во всем интервале метастабильного состояния ниже T_k .

Кристаллы Rb_2ZnCl_4 были выращены методом регулируемого понижения температуры перенасыщенного водного раствора. Измерение ϵ_x и проводимости G_x на частоте 1592 Гц при напряженности измерительного поля 0.3 В/см проводили на образцах X-среза в виде прямоугольных пластин размером $7 \times 5 \times 0.5$ мм с напыленными серебряными электродами с помощью полупроводникового моста ВМ-484 с записью кривых $\epsilon_x(T)$ и $G_x(T)$ на двухкоординатных самописцах Н-307/1. Регистрацию

ϵ_x и G_x осуществляли в режиме плавного изменения температуры со скоростью около 0.3 К/мин или при изотермической выдержке образца при заданной температуре. Точность стабилизации температуры была не хуже 0.01 К. Температуру измеряли платиновым термометром сопротивления с точностью не ниже 0.01 К.

Как отмечалось в [1], при изотермической выдержке образца на кривой охлаждения при любой температуре вблизи T_k в СФ диэлектрическая проницаемость уменьшается со временем t по закону, близкому к экспоненциальному.

Временные зависимости ϵ_x достаточно хорошо аппроксимируются выражением

$$\epsilon_x(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_{x1} \exp(-\sqrt{t/\tau_1}) + \epsilon_{x2} \exp(-\sqrt{t/\tau_2}),$$

где ϵ_∞ — равновесная диэлектрическая проницаемость (диэлектрическая проницаемость, измеренная при нагревании образца, после его охлаждения ниже метастабильной области);

ϵ_{x1} , ϵ_{x2} — диэлектрические проницаемости, соответствующие доменному и солитонному вкладам в неравновесную диэлектрическую проницаемость в первоначальный момент, т. е. при $t=0$; τ_1 , τ_2 — времена релаксации этих физических процессов.

О справедливости выбора вышеуказанного выражения для описания временных зависимостей ϵ_x свидетельствует тот факт, что экспериментальные точки в координатах $\ln[\epsilon_x(t) - \epsilon_\infty]$ от \sqrt{t} хорошо укладываются на два отрезка прямых, наклон которых позволяет определить τ_1 и τ_2 при данной температуре.

В результате обработки экспериментальных кривых $\epsilon(t)$, снятых

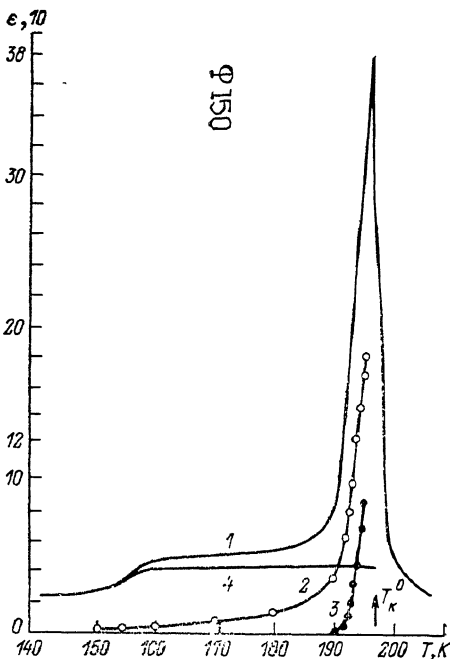


Рис. 2. Температурные зависимости ϵ_x (1), ϵ_{x1} (2), ϵ_{x2} (3) и ϵ_∞ (4), снятые при охлаждении образца кристаллов Rb_2ZnCl_4 ниже T_k .

для различных температур, построены температурные зависимости τ_1 и τ_2 (рис. 1). Описание временных зависимостей ϵ_x суммой двух экспоненциальных функций дало возможность исходя из эксперимента построить температурные зависимости различных вкладов в ϵ_x (рис. 2).

Из рис. 1 видно, что ход температурных зависимостей τ_1 (1) и τ_2 (2) качественно различен: τ_1 , уменьшаясь, стремится к нулю, в то время как τ_2 увеличивается по закону, близкому к гиперболическому при $T \rightarrow T_k^0$ (T_k^0 — температура в окрестности T_k , при которой значение ϵ_{x2} , снятое при охлаждении (рис. 2, 1), имеет максимальное значение). Кроме того, нетрудно убедиться, что τ_2 характеризует очень медленные процессы релаксации, так как по абсолютной величине τ_2 существенно больше, чем τ_1 .

В том случае, когда образец охлаждался от комнатной температуры, интервал метастабильного состояния, обусловленный одновременно солитонным и доменным процессами (рис. 2, кривые 2, 3 соответственно), составлял всего 5.3 К ниже T_k^0 . При дальнейшем охлаждении временные зависимости ϵ_x обусловлены практически только распадом солитонов.

Наличие солитонного и доменного вкладов в неравновесную ϵ_x кристалла Rb_2ZnCl_4 согласуется также с результатами работы [2], где по-

казано, что кривая плотности солитонов от температуры, рассчитанная из диэлектрических измерений вблизи T_k в СФ, проходит выше, чем соответствующая кривая, построенная по данным ЭПР. Причем несоответствие кривых приходится на интервал температур порядка 5 К ниже T_k^0 , в котором, кроме солитонного, присутствует также доменный вклад в неравновесную ϵ_x .

Подчеркнем, что в интервале температур от 155 до 152.5 К, соответствующем нижней границе области метастабильного состояния, где кривая $\epsilon_\infty(T)$ имеет излом (рис. 2, 4), постоянная времени τ_2 резко уменьшается с 1000 до 0.3 мин (вставка на рис. 1). Это и приводит при более низких температурах практически к совпадению кривой $\epsilon_x(T)$, снятой при охлаждении, с кривой $\epsilon_x(T)$, снятой при нагревании.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Л. А. Шувалову за постоянный интерес к работе и В. М. Варикашу за любезно предоставленные кристаллы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гриднев С. А., Шувалов Л. А., Прасолов Б. Н., Санников В. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 97—100.
 [2] Бочкова Т. М., Трубицин М. П., Бочков О. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3100—3104.

Воронежский политехнический институт

Поступило в Редакцию
2 февраля 1990 г.

УДК 535.36

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СВЕРХТОНКИХ АМОРФНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ Si—SiO₂

В. Н. Денисов, Б. Н. Маврин, Ф. А. Пудонин, Е. А. Виноградов

В последнее время наряду с кристаллическими сверхрешетками большой интерес вызывают и аморфные сверхрешетки [1]. В спектрах комбинационного рассеяния (КР) аморфных сверхрешеток ожидаются те же эффекты размерного квантования, что и для кристаллических сверхрешеток: конфайнмент оптических мод, появление интерфейсных оптических мод, сложение зон и, как следствие, активность в КР акустических фононов. Спектры КР также дают непосредственную информацию о качестве сверхрешеток, степени их упорядоченности и составе. До сих пор исследовался оптический спектр КР лишь аморфной сверхрешетки Si—Ge [2, 3]. В настоящей работе обсуждаются спектры КР сверхтонких аморфных сверхрешеток Si—SiO₂ в области 35—700 см⁻¹.

Параметры аморфных сверхрешеток Si—SiO₂
 (толщины монослоев: $d_{Si} = 1.37$, $d_{SiO_2} = 2.7$ Å)

N	Число монослоев Si	Толщина слоя Si, Å	Число монослоев SiO ₂	Число периодов в сверхрешетке
1	2	2.7	4	90
2	4	5.5	4	50
3	6	8.2	4	30
4	8	11	4	50