

01;05.2

Динамические конфигурационные возбуждения и поляризация диэлектриков под нагрузкой

© Ю.А. Хон

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

Поступило в Редакцию 20 ноября 1997 г.

Поляризация диэлектриков, не обладающих электрострикцией, под действием механической нагрузки связывается с возникновением в нагруженном кристалле динамических конфигурационных возбуждений. Среди них выделен динамический параметр порядка, определяемый из решения нелинейного уравнения реакционно-диффузионного типа. Сравнительно малое время возрастания заряда под нагрузкой обусловлено формированием и распространением волны переключения.

Под действием механической нагрузки ниже предела текучести в природном мраморе, не обладающем электрострикцией, возникает электрическое поле [1]. Время t_σ , за которое заряд возрастает до максимального значения, составляет несколько секунд [1]. Оно на два порядка меньше времени t_E при воздействии только электрического поля. При разгрузке образца возникает заряд противоположного знака. Время релаксации заряда во всех случаях одинаково и близко к t_E . Отсюда следует, что механизмы релаксации заряда одинаковы, а появления заряда различаются.

Характерные значения энергии при механической нагрузке $\sim 10^{-4} G$ (G — модуль сдвига) не превышают 10^{-8} eV/atom. Указанные величины не могут привести к сколько-нибудь значимому изменению термодинамических параметров, например температуры либо давления. И связывать механоэлектрические эффекты с фазовыми превращениями не приходится.

Качественные изменения свойств материала всегда обусловлены появлением новых степеней свободы и соответствующих им коллективных возбуждений. Сравнительно малая энергия возбуждения означает, что в рассматриваемом случае речь может идти только о низкоэнер-

гетических динамических возбуждениях, возникающих в образце под действием внешних сил. На необходимость введения подобных возбуждений указывалось в [2]. В [3] они были названы динамическими конфигурационными возбуждениями (ДКВ). На их основе изучалась кинетика структурной релаксации аморфных сплавов [3] и были объяснены аномалии гальваномагнитных свойств аморфных сплавов при низких температурах [4]. Воспользуемся представлениями о ДКВ для объяснения наблюдаемых механоэлектрических явлений.

Рассмотрим вначале ненагруженный образец с произвольной плотностью дефектов (точечных дефектов, границ раздела и пр.). Зададим его структуру числами N_j кластеров, имеющих ближний порядок α_j . Вследствие колебаний атомов величины N_j и α_j непрерывно меняются. Усреднение по времени, значительно превышающем период колебаний атомов, приводит к набору $\{N_j\}_0$ и $\{\alpha_j\}_0$, соответствующему исходному состоянию.

Упруго искаженной кристаллической решетке соответствует другой набор $\{N_j\}$ и $\{\alpha_j\}$, который зависит от времени и отличается от исходного состояния, т.е. ближний порядок в деформируемом кристалле имеет динамический характер. Переход от одного типа динамического ближнего порядка к другому можно рассматривать как появление в системе ДКВ [3]. Эти возбуждения соответствуют неравновесным состояниям, зависят от условий нагружения и определяют кинетику процесса. При снятии нагрузки ДКВ исчезают, но обусловленные ими неоднородности структуры сохраняются. Кристалл оказывается в другом метастабильном состоянии с ближним порядком, отличающимся от исходного.

Из всего многообразия ДКВ, возникающих в деформируемом кристалле, к поляризации образца приводят лишь некоторые из них с ближним порядком типа $\{\alpha_j\}$. Их доля η в общем числе ДКВ всегда меньше единицы. Величина $\eta < 1$ представляет параметр порядка.

Вектор поляризации $P = P(\eta)$ и может быть разложен в ряд по η . Нулевой член разложения должен быть равен нулю, так как при $\eta = 0$ $P = 0$. Свободная энергия f определяется компонентами тензора упругой деформации и вектором поляризации [5]. При каждом значении параметра порядка свободная энергия минимальна. Но в отличие от [5] уравнение для параметра порядка нельзя получить из условия минимума f .

Указанное уравнение найдем из следующих соображений. В уравнении баланса $\partial\eta/\partial t = F(\{k_i\}, \eta) - \operatorname{div} j$ разложим функцию источника F в ряд по η .

Ограничиваясь третьим порядком разложения и принимая $j = -D\Delta\eta$, получаем

$$\partial\eta/\partial t = k_1\eta + k_2\eta^2 - k_3\eta^3 + D\Delta\eta. \quad (1)$$

Здесь k_i — параметры, зависящие от температуры и напряжений; D — коэффициент диффузии. Данное уравнение известно с работ [6,7]. Его решения хорошо известны [6–9].

При $a < -b^2/4$ ($a = k_1/k_3$, $b = k_2/k_3$) система имеет единственное устойчивое стационарное решение $\eta = 0$. Оно соответствует исходному состоянию образца с равным нулю вектором поляризации. В области параметров $-b^2/4 < a < 0$ имеется три стационарных решения: устойчивое $\eta_1 = 0$, неустойчивое $\eta_2 < \eta_3$, и устойчивое $\eta_3 = b/2 + (b^2/4 + a)^{1/2}$. Решение η_3 абсолютно устойчиво при $a > -2b^2/9$, а η_1 — при $a < -2b^2/9$. В точке $a = -2b^2/9$ оба решения обладают одинаковой устойчивостью. При $a \geq 0$ существует два стационарных решения: неустойчивое $\eta_1 = 0$ и устойчивое η_3 . В точке $a = 0$ $\eta_1 = \eta_2 = 0$.

Переход из неустойчивого состояния в устойчивое при $-2b^2/9 < a < 0$ происходит путем формирования волны переключения $\eta = \eta(x - vt)$. Установившаяся скорость v волнового фронта [8,9]

$$v = (2Dk_3)^{1/2}(\eta_1 + \eta_3 - 2\eta_2). \quad (2)$$

В точке $a = -2b^2/9$ $v = 0$.

В электрическом поле $t_E \sim L^2/D$, где L — характерный размер неоднородности поляризации в образце. При $t_E \sim 10^3$ s, $D \sim 10^{-13}$ cm²/s получаем $L \sim 10^{-5}$ cm. Величина $t_\sigma \sim L/v$. При том же самом L и $t_\sigma \sim 1$ s находим $v \sim 10^{-5}$ cm/s. Это значение близко к скорости бегущего фронта на начальной стадии пластической деформации [10]. Конкретное значение v определяется параметром k_3 , который характеризует скорость реакций, приводящих к изменению исходной структуры кристалла.

Таким образом, кооперативное смещение атомов в режиме формирования волны переключения может приводить к сравнительно малым временам возрастания заряда под нагрузкой. Из приведенных решений

следует также, что механоэлектрический эффект может наблюдаться лишь при нагрузках, превышающих критическое значение. Экспериментальное подтверждение порогового характера поляризации диэлектрика под нагрузкой будет служить доказательством правильности предложенной модели явления.

Список литературы

- [1] Куксенко В.С., Махмудов Х.В. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 3. С. 89.
- [2] Егорушкин В.Е., Панин В.Е., Савушкин Е.В., Хон Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1987. Т. 30. № 1. С. 9.
- [3] Егорушкин В.Е., Мельникова Н.В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 1. С. 189.
- [4] Егорушкин В.Е., Мельникова Н.В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 2. С. 555.
- [5] Блины Р., Жеки Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Динамика решетки. М., 1975.
- [6] Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. // Бюл. МГУ. Математика и механика. 1937. Т. 1. В. 6. С. 1.
- [7] Fischer R. // Ann. Of Eugenics. 1937. Т. 7. С. 355.
- [8] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М., 1987.
- [9] Огнев М.В., Петровский С.В., Простокишин В.М. ЖТФ. 1995. Т. 65. В. 6. С. 1.
- [10] Зуев Л.Б., Данилов В.И. // ФГТ. 1997. Т. 39. В. 8. С. 1399.