

## АНОМАЛИИ ВОЗБУЖДЕННОЙ МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭМИССИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МАГНОНИОБАТА СВИНЦА

© А.Т.Козаков, В.В.Колесников, В.П.Сатненко, А.В.Никольский,  
И.В.Новиков, Е.М.Панченко, С.М.Емельянов

Научно-исследовательский институт физики  
при Ростовском-на-Дону государственном университете,  
344104 Ростов-на-Дону, Россия  
(Поступила в Редакцию 3 октября 1995 г.)

Обнаружены аномалии в эмиссии медленных электронов, возбужденных мягким рентгеновским излучением с отрицательной поверхности электрета на основе монокристалла магнониобата свинца. Аномалии эмиссии отсутствуют для положительной и нейтральной поверхности. Показано, что аномальная эмиссия может быть связана с наличием в поверхностном слое электрета ускоряющей разности потенциалов, сравнимой по величине с  $V_e$  электрета.

В работах [1-4] было показано, что спектры медленных электронов, возбужденные мягким рентгеновским излучением (РЭЭМЭ) для многих твердых тел, как металлов, так и диэлектриков, которые мы условно будем относить к «нормальным», характеризуются наличием единственного, «каскадного», максимума, расположенного при энергии  $\sim 1-3$  eV. Для электрета на основе магнониобата свинца ( $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ ), который относится к сегнетоэлектрикам с размытым фазовым переходом [5,6], спектры РЭЭМЭ имеют ряд аномалий, исследованию которых и посвящена настоящая работа.

### 1. Эксперимент

Монокристаллы магнониобата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  выращивались модифицированным методом Чохральского [7]. Исследуемый в настоящем эксперименте образец монокристалла  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  был вырезан из монокристаллической були параллельно плоскости (001) и имел линейные размеры  $10 \times 10 \times 1$  mm.

Инжекция носителей заряда в поверхностный слой образца в процессе приготовления электретного состояния производилась путем подачи на металлические электроды, находящиеся в механическом контакте с монокристаллом  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ , постоянного напряжения величиной 1 kV в течение 0.4-1.5 h. Электретную разность потенциалов  $V_e$ , которая для исследуемых образцов была приблизительно

равна потенциалу внешнего электрического поля ( $\varphi$ ), измеряли с помощью вибронда по компенсационной методике [8] с точностью не хуже  $\pm 0.5$  V. В дальнейшем поверхность, через которую были нижектированы электроны, будем называть отрицательной, а противоположную — положительной. Соответственно поверхность неполяризованного образца будем называть нейтральной. После окончания цикла «поляризация–измерение» образец отжигался, чтобы исключить влияние остаточных поляризаций в последующих циклах. Для предотвращения растрескивания нагрев образца до температуры  $700^\circ\text{C}$  при отжиге и его последующее охлаждение до комнатной температуры производились с малой скоростью ( $\sim 1.7$  K/min). РЭЭМЭ [1–4] снимались на рентгеноэлектронном спектрометре [9,10] с необходимыми для съемки медленных электронов изменениями в схеме подачи потенциала на входную систему энергоанализатора электронов [1–3]. Как и в [1–3], режим работы рентгеновской трубки был следующим: анодное напряжение  $U_a = 3$  kV, анодный ток  $I_a = 3$  mA. В соответствии с [1–3] при съемке спектров с подачей положительного потенциала на камеру образца и заземленным входом в анализатор спектр с нейтральной поверхности состоит из двух пиков: *A* и *B*. При заземленных входной щели в

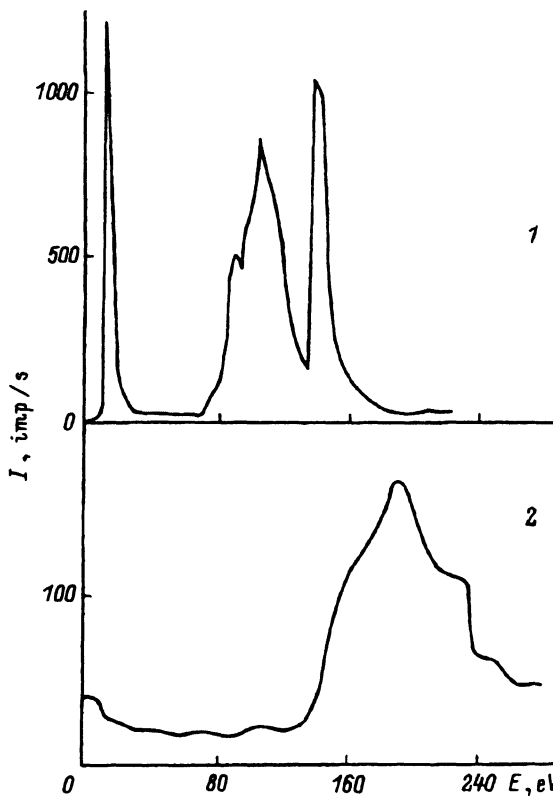


Рис. 1. Форма электронного пика с отрицательной поверхности поляризованного монокристалла магнониобата свинца  
 1 — для образца с  $V_c \cong 180$  V, режим а; пик *B* присутствует; 2 — для образца с  $V_c \cong 288$  V, режим б; пик *B* отсутствует.

анализатор и камере образца спектр РЭЭМЭ с нейтральной поверхностью состоит из одной компоненты  $B$ . В последнем случае в отличие от [1-3] спектр регистрировался подачей развертывающего напряжения на электроды анализатора. Для краткости обозначим схему подачи потенциала в первом случае  $a$ , а во втором —  $b$ . При съемке отрицательной поверхности поляризованного образца магнониобата свинца в электронном спектре за пиком  $B$  возникала структура  $C$ , которая отсутствовала в спектре в нейтральной и положительной поверхностях.

Форма и положение пика  $C$  не зависели от схемы подачи потенциала. Потребность в той или иной схеме подачи потенциалов обуславливалась методическими соображениями необходимости съемки пика  $B$ . Однако интенсивности спектров  $C$ , полученных при разных схемах подключения потенциалов отличалась в несколько раз (рис. 1).

## 2. Экспериментальные результаты

Отрицательная поверхность поляризованного магнониобата свинца являлась источником электронов и в отсутствие рентгеновского облучения образца. После внесения свежеполаризованного образца в вакуум наблюдается электронная эмиссия длительностью в несколько минут.

При облучении отрицательной поверхности мягким рентгеновским излучением, как отмечалось выше, регистрировалась дополнительная структура  $C$ , высокоэнергетический край которой близок к электретной разности потенциалов  $V_e \cong \varphi$ , измеренной по компенсационной методике [8]. На рис. 1 приведены электронные спектры с отрицательной поверхности поляризованного образца, полученные при разных схемах подачи потенциалов на входную систему энергоанализатора. Спектры были получены для двух разных поляризаций образца после соответствующего отжига. Поэтому форма спектров  $C$ , появляющихся только с отрицательной поверхности образца, на кривых 1 и 2 рис. 1 разная. В связи с тем что спектры для кривой 1 снимались, согласно принятой классификации, в режиме  $a$ , а для кривой 2 — по схеме  $b$ , пик  $B$  присутствует лишь на кривой 1.

Для положительной стороны поляризованного образца и для нейтральной поверхности пик  $C$  отсутствует. Энергетическое положение

Значения электретной разности потенциала  $V_e$ , положений пика  $B(E)$ , интенсивности пика  $B(I)$  для разных поляризаций монокристалла магнониобата свинца

Номер п/п	$V_e, V$	Отрицательная поверхность		Нейтральная поверхность		Положительная поверхность		$\Delta E, eV$
		$E, eV$	$I, imp/s$	$E, eV$	$I, imp/s$	$E, eV$	$I, imp/s$	
		1	300	7.6	750	7.2	260	
2	288	8.0	340	7.3	250	7.0	70	1.0
3	362	7.6	550	7.4	260	7.2	180	0.4
4	1.5	8.5	800	8.0	770	7.0	610	1.5

Примечание.  $\Delta E$  — разность положений пика  $B$  для отрицательной и положительной сторон поляризованного образца.

пика  $B$  и его интенсивность отличаются для разных сторон поляризованного образца, а также для нейтральной поверхности. В таблице (№ 1-3) приведены соответствующие энергетические положения пика  $B$ , полученные с различных сторон поляризованного и неполяризованного образца для различных значений электретной разности потенциалов  $V_e$  [7] при  $U_c = 8$  V ( $U_c$  — разность потенциалов между образцом и камерой образца при съемке спектра в режиме  $a$  [1-3]). Там же для сравнения приведены значения энергий пика  $B$  и его интенсивности для отрицательной, положительной и нейтральной поверхностей гальванического элемента с ЭДС  $\sim 1.4$  V (№ 4). Из таблицы видно, что положение и интенсивность пика  $B$  для положительной и отрицательной поверхностей поляризованного образца относительно нейтральной поверхности качественно подобны таким же характеристикам пика  $B$  с разных сторон гальванического элемента. Причем для гальванического элемента, как и следовало ожидать, разница в энергетическом положении пика  $B$  для отрицательной и положительной поверхностей равна значению ЭДС 1.4 eV (с учетом ошибки измерения положения пика  $B$  1.5 eV). Это означает, что потенциал в поверхностных слоях

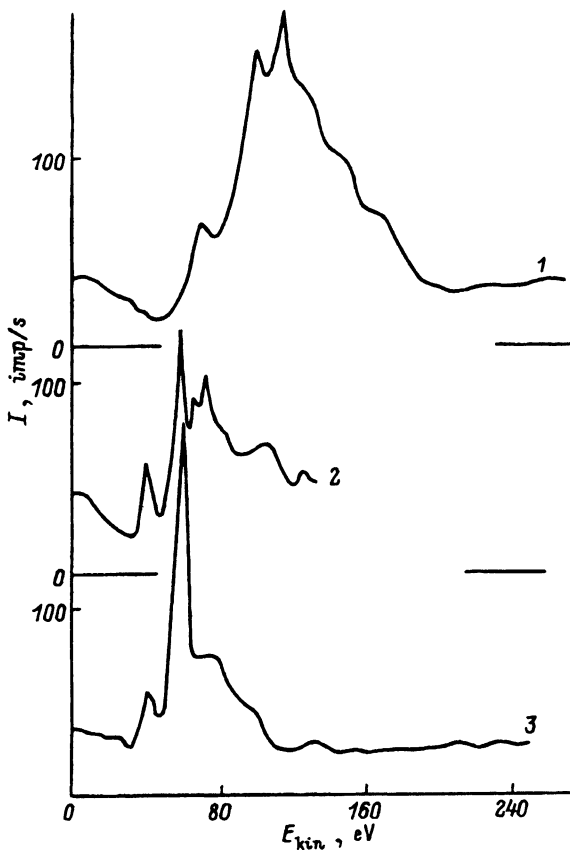


Рис. 2. Зависимость формы спектров с отрицательной поверхности поляризованного монокристалла магнониобата свинца ( $V_e = 130$  V) от угла регистрации электронов  $\theta$ , отсчитываемого по отношению к нормали к образцу.

$\theta$  (°): 1 — 30, 2 — 45, 3 — 60.

поляризованного образца, в которых формируется пик  $B$ , независимо от измеренного значения  $V_e$  составляет несколько десятых электрон-вольта. Для интенсивностей пика  $B$  с отрицательной и положительной стороны поляризованного образца магнониобата отметим существенно большие отклонения (соответственно в меньшую и большую стороны) относительно нейтральной поверхности по сравнению с соответствующими характеристиками для гальванического элемента.

Таким образом, электретная поляризация магнониобата свинца влияет как на форму и интенсивность, так и на энергетическое положение компонент электронных спектров  $B$  и  $C$ .

Появление в спектре структуры  $C$ , отличающей эмиссию магнониобата свинца от «нормальных» твердых тел, униполярность эффекта, проявляющаяся в отсутствие этой структуры при эмиссии электронов с положительной поверхности, указывают на наличие в поверхностном слое электрета ускоряющей разности потенциалов, сравнимой с величиной электретного потенциала и приводящей к появлению электронов достаточно высоких энергий (пик  $C$ ). Максимум  $B$  при этом формируется благодаря эмиссии из близких, а  $C$  — из более далеких от поверхности слоев твердого тела. Из близости энергетического положения максимумов  $B$  для положительной и отрицательной поверхностей электрета (см. таблицу) при этом следует, что поведение потенциала по глубине немонотонное: на глубине порядка длины свободного пробега  $L$  медленных электронов (в полупроводниках и диэлектриках  $L \leq 10^3 \text{ \AA}$  [11]) он должен иметь максимум.

В пользу подобных представлений, в частности, свидетельствуют выполненные нами измерения эмиссии для разных углов выхода  $\theta$  медленных электронов относительно нормали к образцу. Для трех значений, равных 30, 45 и 60, это иллюстрируется на рис. 2. Измерения выполнены для кристалла магнониобата свинца с  $V_e = 130 \text{ V}$ . По мере роста угла  $\theta$  и уменьшения глубины анализируемого слоя, как и следовало ожидать, происходит уменьшение энергии правого края структуры  $C$ : в анализатор попадают электроны из более близких к поверхности слоев, где потенциал меньше.

### 3. Теоретическая модель явления аномальной эмиссии

В этой части работы мы покажем, что описанные выше экспериментальные результаты допускают непротиворечивое истолкование в рамках представлений об особом электрическом состоянии приповерхностной области магнониобата свинца (сегнетоэлектрика с ярко выраженными электронными свойствами), для которого характерно возникновение в поверхностном слое ускоряющей электроны разности потенциалов. Магнониобат свинца относится к сегнетоэлектрикам с размытым фазовым переходом, что на ранних этапах исследования этого соединения связывалось с наличием в нем областей с «замороженными» флуктуациями состава, имеющих широкий спектр размеров [5]. Другая точка зрения, сформулированная к настоящему времени, относит наблюдающиеся аномалии диэлектрической проницаемости и ее (частотной) дисперсии к проявлению процессов перколяционного характера [12], сопровождающих переход кристалла при понижении температуры в фазовое состояние типа дипольного стекла [11,13]. Однако приповерхностная магнониобата свинца в диэлектрическом от-

ношения может существенно отличаться от объемной части кристалла. Прежде всего благодаря физической выделенности нормального направления. Кроме того, в поверхностном слое может происходить изменение элементного состава (для кристаллов магнитообата свинца, длительное время находившихся на воздухе, в работе [14] отмечается обогащение поверхностного слоя толщиной до 300 Å атомами Mg). Такое отличие состава может привести к существенному различию процессов сегнетоэлектрического упорядочения в объеме и приповерхностном слое. Отметим, что подобная выделенность приповерхностного слоя наблюдалась методами малоуглового рассеяния света для близкого магнитообату свинца кристалла  $PbSc_{1/2}Ta_{2/3}O_3$  в [12], где было обнаружено существование в нем более упорядоченного по сравнению с объемом состояния. Для скандотанталата свинца фазовый переход в поверхностном слое, согласно [12], был первого рода.

Как показано далее, особенности формы потенциала  $\varphi(z)$  вблизи поверхности кристалла, приводящие к аномальной эмиссии, целиком обусловлены нелинейной зависимостью между спонтанной поляризацией и электрическим полем, характерной для веществ в сегнетоэлектрическом состоянии. Это позволяет, не вдаваясь в детали описанных выше особенностей формирования сегнетоэлектрического состояния магнитообата свинца, природа которого до настоящего времени остается не вполне ясной, провести предварительный теоретический анализ проблемы аномальной электронной эмиссии из его поверхностного слоя с помощью обычной теории Гинзбурга–Ландау [15,16]. При этом оказывается, что тип перехода не имеет принципиального значения: аномальной эмиссии следует ожидать как для фазового перехода первого, так и второго рода, важно лишь наличие  $S$ -образной особенности в зависимости поляризации  $P$  от электрического поля  $E$ , приводящей к появлению ниже точки перехода в поверхностном слое ускоряющей электроны разности потенциалов. Для фазового перехода первого рода в области метастабильности парафазы наряду с этой особенностью в потенциале вблизи поверхности кристалла возникает дополнительный минимум, качественно не меняющий общей картины процесса эмиссии.

Рассмотрим задачу о пространственном распределении электрического потенциала  $\varphi(z)$  для сегнетоэлектрической пластины (продольные размеры которой значительно превосходят ее толщину), расположенной на массивной металлической подложке. В этом случае задачу можно считать одномерной; все величины будут функциями лишь координаты  $z$ , отсчитываемой от граничной с вакуумом поверхности сегнетоэлектрика. Для индукции  $D(z) = E(z) + 4\pi P(z)$  можно записать

$$\frac{d}{dz} D(z) = 4\pi n(z), \quad D(z) \Big|_{z=0} = D(0) = 0, \quad (1)$$

где  $n(z)$  — плотность заряда в поверхностном слое электрета, а выполнение граничного условия для  $D(z)$  обеспечивается наличием металлической подложки. Связь между полем и поляризацией задается стандартным термодинамическим соотношением

$$E(z) = \frac{\partial F(P(z))}{\partial P(z)}, \quad (2)$$

имеющим место при пренебрежении в термодинамическом потенциале корреляционной энергией [17]. Система уравнений (1), (2) анализировалась в рамках стандартного разложения Гинзбурга-Ландау для  $F$  в работах [15,16] для случая термодинамического равновесия в системе объемный заряд  $n(z)$  — спонтанная поляризация  $P(z)$ . Однако в электретах объемный заряд  $n(z)$  не является равновесным, т.е. функция  $n(z)$  не должна рассматриваться как варьируемая величина, значение которой определяется минимумом термодинамического потенциала. В электрете будем считать  $n(z)$  заданной функцией, не зависящей от внешних термодинамических условий и поляризации  $P(z)$ . Тогда из (1) для  $D(z)$  получаем

$$D(z) = 4\pi \int_0^z n(z) dz \equiv E_0(z), \quad (3)$$

$E_0(z)$  — поле объемного заряда электрета. С физической точки зрения  $E_0(z)$  играет роль внешнего поляризуемого поля. Отклик твердого тела на него приводит к появлению экранирующего (деполяризуемого) поля, в одномерном случае оно равно  $4\pi P$ . Наличие сегнетоэлектрической неустойчивости приводит к тому, что в некоторой области значений  $E$  экранирующее поле  $4\pi P$  по абсолютной величине превосходит  $E_0$ , в результате чего полное поле  $E = E_0 - 4\pi P$  оказывается направленным противоположно «внешнему полю»  $E_0$ , приводя к экстремуму в распределении потенциала на определенном расстоянии от поверхности  $z_0$ .

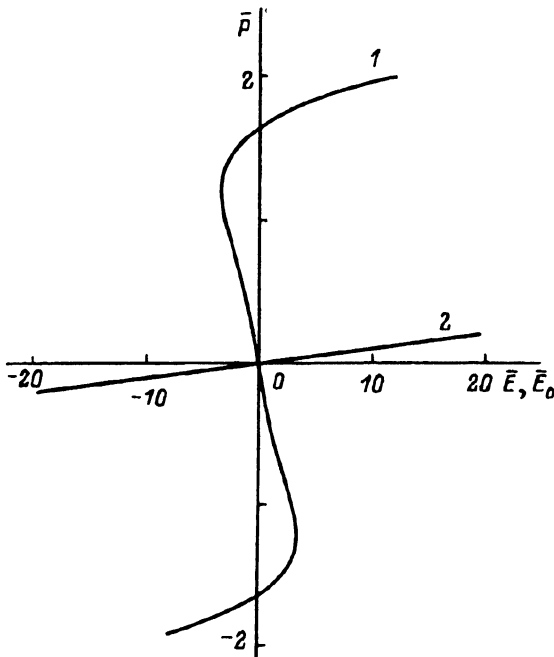


Рис. 3. Зависимость поляризации от электрического поля.  
1 —  $\bar{P}(E)$ , 2 —  $\bar{P}(E_0)$ .

Ввиду отмеченной выше зависимости эффекта аномальной эмиссии от типа фазового перехода, природа которой будет ясна из дальнейшего изложения, формальное рассмотрение явления выполним для фазового перехода первого рода. Согласно [15,16], для  $F$  имеем

$$F = \frac{1}{2}aP^2 - \frac{1}{4}bP^4 + \frac{1}{6}cP^6. \quad (4)$$

С учетом выражения (2) находим связь между полем  $E$  и поляризацией  $P$

$$E = P(a - bP^2 - cP^4). \quad (5)$$

Подставляя последнее соотношение в выражение

$$E = E_0 - 4\pi P, \quad (6)$$

вытекающее из (3), найдем связь между полем объемного заряда  $E_0$  и  $P$

$$E_0(z) = P(4\pi + a - bP^2 + cP^4). \quad (7)$$

Вводя обозначения  $\bar{P} = P/P_s$ ,  $\bar{E} = e/E_s$ ,  $\bar{E}_0 = E_0/E_s$  и  $\bar{a} = a/a_s$ ,  $\lambda = 4\pi/a_s$ , где  $P_s^2 = b^2/2c$ ,  $E_s = a_s P_s$ ,  $a_s = b^2/4c$ , запишем уравнения (5)-(7) в безразмерном виде

$$\bar{E} = \bar{P}(\bar{a} - 2\bar{P}^2 + \bar{P}^4), \quad (5a)$$

$$\bar{E} = \bar{E}_0 - \lambda\bar{P}, \quad (6a)$$

$$\bar{E}_0 = \bar{P}(\lambda + \bar{a} - 2\bar{P}^2 + \bar{P}^4). \quad (7a)$$

Коэффициенты  $b$  и  $c$  для фазового перехода первого рода в (5) и (7) положительны, а коэффициент  $a$  линейно зависит от температуры [15,16]

$$a = a_0(T - T_0), \quad (8)$$

где  $T_0$  — температура Кюри-Вейса.

Величину  $a_s$  удобно выразить через температуру  $T_s$ , при которой сегнетофаза становится абсолютно неустойчивой в нулевом поле ( $E = 0$ ) [15,16],

$$a(T_s) = a_s.$$

Поэтому  $\bar{a} = (T - T_0)/\Theta$ , где  $\Theta = T_s - T_0 > 0$ . Параметр  $a_s$  обратно пропорционален поляризуемости  $\alpha_s$  парафазы при  $T = T_s$  [15,16]:  $a_s = 4\pi/\alpha_s$ , поэтому для сегнетоэлектрика в окрестности фазового перехода, где  $|\bar{a}| \sim 1$  и  $a_s \gg 1$ , следует ожидать, что в соотношении (7a)  $\lambda \gg |\bar{a}|$ . Это приводит к тому, что зависимость поляризации  $\bar{P}$  от поля  $\bar{E}_0$  будет однозначной функцией при всех значениях  $\bar{E}_0$  в отличие от функции  $\bar{P}(\bar{E})$ , имеющей характерную для фазовых переходов  $S$ -образную особенность (рис. 3). Этот факт, в частности, оправдывает отсутствие в разложении (4) градиентных по поляризации членов [15,16]. Наличие фазового перехода при этом проявляется в зависимости  $\bar{P}(\bar{E}_0)$  в



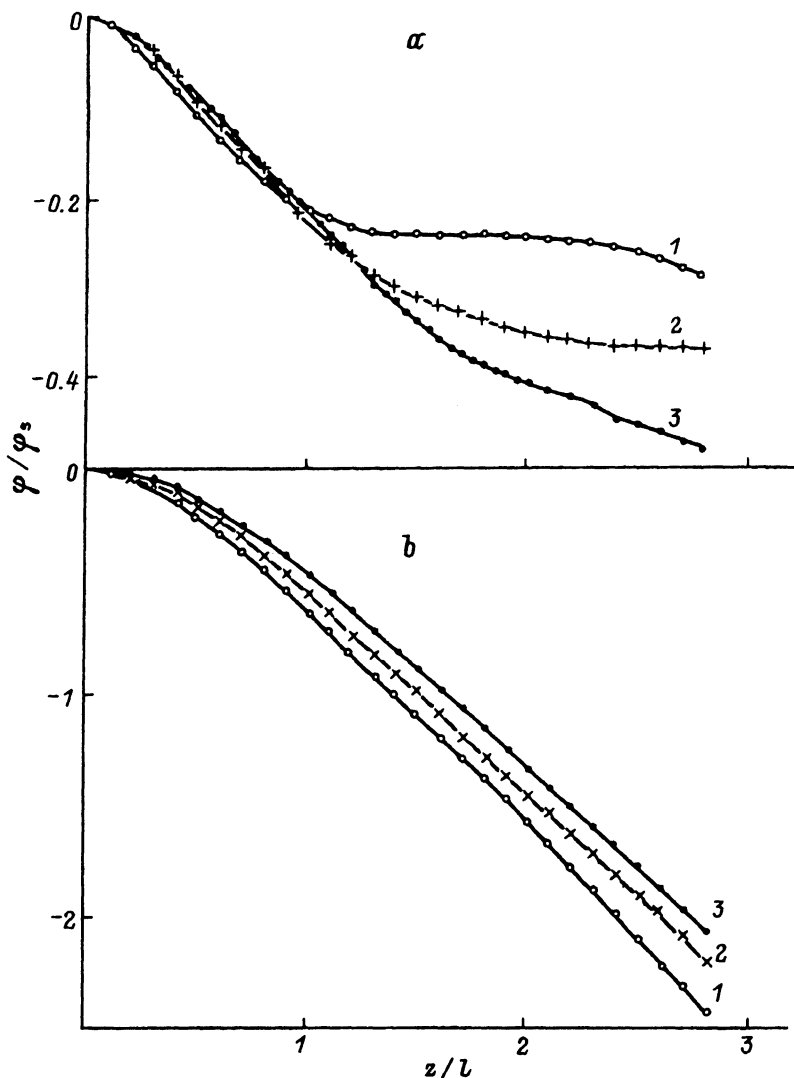


Рис. 4. Распределение потенциала по глубине образца при  $\bar{a} = 1$  (а) и 2 (б) и различных значениях  $\bar{\sigma}$ .  
 $\bar{\sigma}$ : 1 — 1.2, 2 — 1, 3 — 0.8.  $\lambda = 100$ .

области малых полей  $E$  в поверхностном слое электрета, где, как отмечалось выше, полное поле  $E$  имеет противоположное по сравнению с полем объемного заряда  $E_0$  направление.

В численных расчетах формы потенциала  $\varphi(E = -\nabla\varphi)$  было принято модельное выражение для плотности  $n(z)$  инжектированного электронного заряда вида

$$n(z) = n_0 e^{-z/L} \quad (9)$$

и введены обозначения  $\sigma = n_0 L$ ,  $\bar{\sigma} = \dot{\sigma}/a_s P_s$ ,  $\varphi_s = E_s L$ . В нашем случае инжектированного электронного заряда  $n_0 > 0$ .

На рис. 4,5 приведены результаты численных расчетов, выполненных с помощью выражений (5а)-(7а), формы потенциала  $\varphi$  в поверхностном слое электрета (на рисунках показан вид потенциальной энергии для электрона, далее ее будем называть просто потенциалом) при некоторых значениях параметров  $\lambda$ ,  $\bar{a}$  и эффективного поверхностного заряда  $\sigma = n_0 L$  электрета.

Отметим некоторые особенности полученных зависимостей в связи с описанными выше экспериментальными спектрами медленных электронов. При  $T > T_s (\bar{a} \geq 1)$  (рис. 4) для медленного электрона в поверхностном слое электрета существует замедляющее поле, препятствующее его выходу в вакуум. Спектр электронов в этом случае будет формироваться благодаря выходу электронов из очень тонкого поверхностного слоя, где перепады потенциала невелики и должны содержать одиночную узкую линию, смещенную в область больших кинетических энергий. Такую же ситуацию следует ожидать и для электретов на основе линейных диэлектриков. Совершенно иная картина при температурах ниже температуры Кюри-Вейса  $T < T_0 (\bar{a} < 0)$ : потенциал  $\varphi$  на некоторой глубине  $z_0 \sim L$  имеет максимум (рис. 5, b), возникающий лишь при достаточно больших значениях поверхностно-

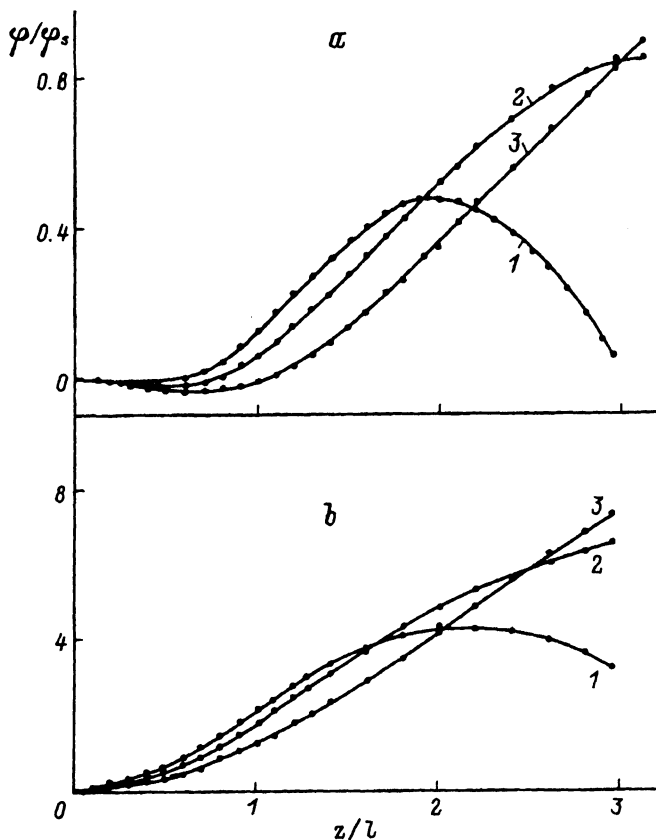


Рис. 5. Распределение потенциала по глубине образца при  $\bar{a} = 0.5$  (а) и 2 (б) и различных значениях  $\bar{\sigma}$ .

$\bar{\sigma}$ : а) 1 — 1.51, 2 — 1.31, 3 — 1.1, б) 1 — 1.86, 2 — 1.66, 3 — 1.46.  $\lambda = 100$ .

го заряда  $\sigma$ . Наличие максимума приводит, во-первых, к появлению в поверхностном слое ускоряющего поля, увеличивающего выход медленных электронов в вакуум, а во-вторых, к росту ширины спектра. Последняя определяется длиной свободного пробега  $l$  медленных электронов в твердом теле. Для диэлектриков и широкощелевых полупроводников  $l \leq 10^3 \text{ \AA}$  [18,19]. В случае исследованных нами электретов на основе  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  ширина спектров порядка  $V_e$  электрета, что указывает на то, что глубина залегания максимума потенциала  $z_0$  сравнима с  $l$ , т. е.  $z_0 \sim l$ . При уменьшении величины поверхностного заряда  $\bar{\sigma}$  максимум в потенциале исчезает (рис. 5, *b*), потенциал при этом монотонно убывает от металлической подложки к свободной поверхности образца, что в условиях закороченных подложки и сетки должно привести к резкому ослаблению эмиссии электронов. В области промежуточных температур  $T_s > T > T_0$  ( $1 > \bar{a} > 0$ ) у потенциала  $\varphi(z)$  наряду с максимумом в непосредственной близости от свободной поверхности появляется неглубокий минимум (рис. 5, *a*).

Указанные особенности потенциала обусловлены наличием  $S$ -образной особенности в уравнении состояния  $P(E)$  сегнетоэлектрика (рис. 3), приводящей к появлению по сравнению с линейным диэлектриком дополнительных экстремумов (одного или двух) в потенциале в поверхностном слое электрета. Они расположены в точках  $z_0$ , где  $E = 0$ , а поляризация  $P$  в них определяется пересечением оси ординат кривой  $P(E)$  на рис. 3. Для фазового перехода первого рода при  $T < T_0$  ( $\bar{a} < 0$ ), как и для фазового перехода второго рода, ниже точки перехода возможен лишь один-единственный экстремум в потенциале при достаточно больших значениях электретного заряда  $\sigma$  (рис. 5, *b*). Для фазового перехода первого рода в области неустойчивости парафазы при  $T_s > T > T_0$  ( $1 > \bar{a} > 0$ ) зависимость  $P(E)$  при  $P \neq 0$  дважды пересекает ось ординат (для определенного знака  $P$ ), и в потенциале появляется дополнительный экстремум (минимум на рис. 5, *a*), расположенный вблизи поверхности. Другими словами, независимо от типа перехода при достаточно больших значениях электретного заряда следует ожидать аномальной эмиссии медленных электронов из поверхностного слоя сегнетоэлектрика при температурах ниже точки фазового перехода, что и предполагалось в начале настоящей работы. Для положения точек экстремума  $z_0$  в потенциале можно получить простое аналитическое выражение. Учитывая, что в них  $E = 0$ , и используя (3) и (9), находим

$$z_0 = -L \ln \left( 1 - \frac{P_i}{\sigma} \right), \quad (10)$$

где  $P_i$  — значения поляризации при  $E = 0$ .

В нашем случае  $P_i > 0$ , а дополнительные экстремумы возникают, как уже отмечалось выше, лишь при достаточно больших  $\sigma > P_i$ .

Как показано в [20], форма потенциала  $\sigma(z)$  в поверхностном слое может быть непосредственно рассчитана из формы экспериментального спектра  $I(\varepsilon)$  по формуле

$$z/l = -\ln \left\{ 1 - \int_{-\infty}^{\varphi(z)} d\varepsilon I(\varepsilon)/I_s \right\} \cos \theta,$$

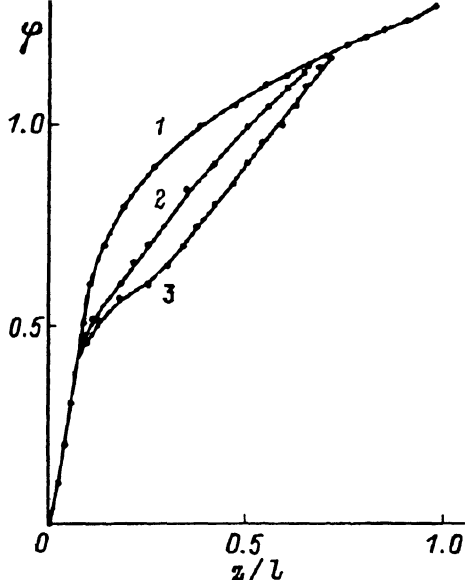


Рис. 6. Распределение потенциала по глубине образца (определенное по экспериментальным спектрам) для разных углов  $\theta$ .  
 $\theta$  ( $^\circ$ ): 1 — 30, 2 — 45, 3 — 60.

в которой  $I_s$  — интегральная интенсивность спектра,  $\theta$  — угол между нормалью к образцу и направлением на щель анализатора. Хотя метод, предложенный в [20], строго говоря, применим лишь к узким линиям рентгеновских фотоэлектронных спектров, для качественных оценок его можно применить и к РЭЭМЭ.

В этом подходе были обработаны спектры РЭЭМЭ (они приведены на рис. 2), полученные с отрицательной стороны монокристалла магнониобата свинца при разных углах  $\theta$ . Полученные потенциалы представлены на рис. 6. По физическому смыслу они должны определять потенциал  $\varphi(z)$  в интервале  $(0, z)$ , где максимальная глубина  $z_{\max}$  зависит от  $\theta$ : с ростом  $\theta$  она уменьшается. На глубинах до  $z/l = 0.1$  все рассчитанные потенциалы практически совпадают. Близки они и вблизи точки  $z/l = 0.65$ . Однако имеется разница в диапазоне  $z = 0.1-0.65$ , которая, возможно, определяется неоднородностями потенциала в поверхностных слоях монокристалла за счет шероховатости поверхности и других ее особенностей дефектов. С увеличением  $\theta$  электрон проходит больший путь в поверхностных слоях, соответственно влияние поверхностных эффектов увеличивается, тем больше будет разница в ходе потенциалов, полученных при разных углах.

Таким образом, в работе были получены следующие результаты.

1) Обнаружена аномальная форма спектров эмиссии медленных электронов со стороны отрицательной поверхности электрета на основе магнониобата свинца. Аномалии эмиссии отсутствуют для положительной и нейтральной поверхностей.

2) Аномальная форма спектров эмиссии медленных электронов с отрицательной поверхности электрета на основе кристалла магнониобата свинца обусловлена сегнетоэлектрическими свойствами поверх-

настоящего слоя твердого тела и имеет место лишь при температурах ниже температуры фазового перехода в этом слое.

3) Наличие сегнетоэлектрического состояния приводит к появлению в поверхностном слое электрета ускоряющей разности потенциалов, усиливающей эмиссию электронов и приводящей к появлению в спектре дополнительной структуры со стороны больших кинетических энергий электронов.

4) Обнаруженный в настоящей работе эффект аномальной эмиссии медленных электронов, возбужденных мягким рентгеновским излучением (РЭМЭ), может быть использован для исследования поляризационных свойств поверхностных слоев сегнетоэлектриков.

#### Список литературы

- [1] Козаков А.Т., Колесников В.В., Никольский А.В., Сахненко В.П. ФТТ 36, 2, 317 (1994).
- [2] Козаков А.Т., Колесников В.В., Никольский А.В., Сахненко В.П. ФММ 77, 6, 109 (1994).
- [3] Козаков А.Т., Колесников В.В., Никольский А.В., Сахненко В.П. ФММ 77, 6, 118 (1994).
- [4] Козаков А.Т., Колесников В.В., Никольский А.В., Сахненко В.П. Изв. вузов. Сев.-Кавк. регион. Спец. вып. С. 93-98 (1994).
- [5] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов А.Н., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л. (1985). 396 с.
- [6] Pavlov A.N., Trusov Ju.A., Panchenko E.M., Savenko F.I., Sakhnenko V.P. J. of Phys. D: Appl. Phys. 25, 1243 (1992).
- [7] Емельянов С.М., Проценко Н.П., Загоруйко В.А., Соколова Т.В., Зайцев С.М. Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 27, 3, 431 (1991).
- [8] Губкин А.Н. Электреты. М. (1978). 190 с.
- [9] Козаков А.Т., Никольский А.В., Рабинович М.М., Кузьменко Г.И. Деп. в ВИНТИ, рег. № 3761/84 (1984).
- [10] Евдокимов Ю.А., Колесников В.И., Козаков А.Т., Кравченко В.Н., Никольский А.В. Вестн. машиностроения, 2, 33 (1985).
- [11] Yemelianov S.M., Savenko F.I., Torgashev V.I., Trusov Yu.A., Timonin P.N. Phase Trans. 45, 318 (1993).
- [12] Камзина Л.С., Корженевский А.Л., Коршунов О.Ю. ФТТ 36, 2, 479 (1994).
- [13] Лайхо Р., Лушников С.Г., Прохорова С.Д., Синий И.Г. ФТТ 32, 12, 3490 (1990).
- [14] Kozakov A.T., Panchenko E.M., Nikolski A.V., Trusov Yu.A., Pavlov A.N., Demyanchenko V.A. J. Phys. D: Appl. Phys. 26, 967 (1993).
- [15] Ченский Е.В. ФТТ 12, 2, 586 (1970).
- [16] Гур Г.М., Иванчик И.И., Ковтонюк Н.Ф. ФТТ 10, 1, 135 (1968).
- [17] Фридкин В.С. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М. (1976). 408 с.
- [18] Шемелев В.Н., Румш М.А., Денисов Е.П. ФТТ 5, 4, 1132 (1963).
- [19] Бронштейн И.М., Проценко А.Н. РЭ 15, 4, 805 (1970).
- [20] Козаков А.Т., Колесников В.В., Никольский А.В. Физическая природа аномалий в рентгеноэлектронных спектрах и электрофизические свойства каменных углей. Препринт. Изд-во Сев.-Кавк. науч. центра высшей шк. (1993). 46 с.