

ФІЗИКА

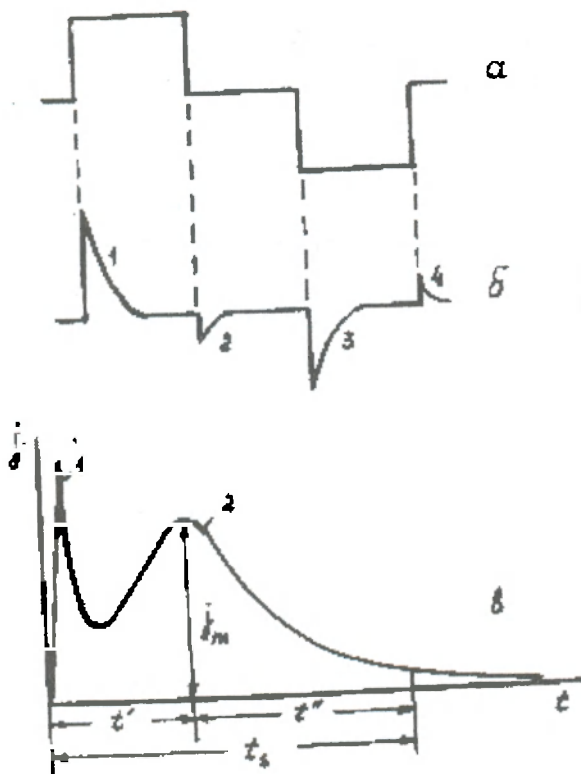
УДК 537.226.33

В. І. Януць, Л. Н. Марголін, С. А. Васілейскі,
М. П. Дземідовіч, В. Ф. Гонтараў

ІМПУЛЬСНАЯ ПЕРАПАЛЯРЫЗАЦЫЯ Ў МОНАКРЫШТАЛЯХ LVDTGS І TGS, Rv

Сярод некалькіх існуючых метадаў вывучэння дынамікі структуры сегнетаэлектрычных крышталёў найбольш інфарматыўным з'яўляецца метада імпульснай перапалярызацыі. Сутнасць яго заключаецца ў тым, што на ўзор крышталю паслядоўна падаюцца біпалярныя прамавугольныя імпульсы электрычнага поля (рыс. 1а). Водгукам на падачу і зняцце гэтага поля з'яўляюцца імпульсы току палярызацыі (1, 3) і дэпалярызацыі (2, 4) (рыс. 1б), якія ўзнікаюць у амічным ланцугу пасля яго паслядоўнага падключэння да крышталю.

Па параметрах імпульсаў току, згодна з мадэлю Мерца [1], мяркуюць аб зародкаўтварэнні мікрадаменаў або кластэраў (час t' , рыс. 1в) і іх прастанні скрозь крышталю (час t'' , рыс. 1в) да яго поўнай манадаменізацыі. Адносная велічыня імпульсаў току палярызацыі і дэпалярызацыі з'яўляецца паказчыкам устойлівасці палярызаванага стану крышталю. Па рознасці велічынь імпульсаў току палярызацыі ў супрацьлеглых напрамках вызначаюць наяўнасць і велічыню ўнутраных палёў зрушэння (статычную уніпалярнасць). Калі змяняць адпаведным чынам характарыстыкі



Рыс. 1. Імпульсы напружання (а),
току перапалярызацыі (б)
і «класічнага» імпульса (в)

імпульсаў напружання, то можна даследаваць дынамічную уніпалярнасць крышталя. Як паказалі даследаванні [2] пры імпульснай перапалярызацыі высокалегіраваных крышталяў TGS на фронце нарастання імпульсаў току палярызацыі ў пэўных электрычных палях узнікаюць дадатковыя імпульсы, палі ўзнікнення якіх супадаюць з палямі найбольшай шчыльнасці скачкоў Баркгаўзена. Гэта сведчыць аб тым, што метады імпульснай перапалярызацыі дазваляе меркаваць аб працэсах дынамікі мікраструктуры даследуемых крышталяў.

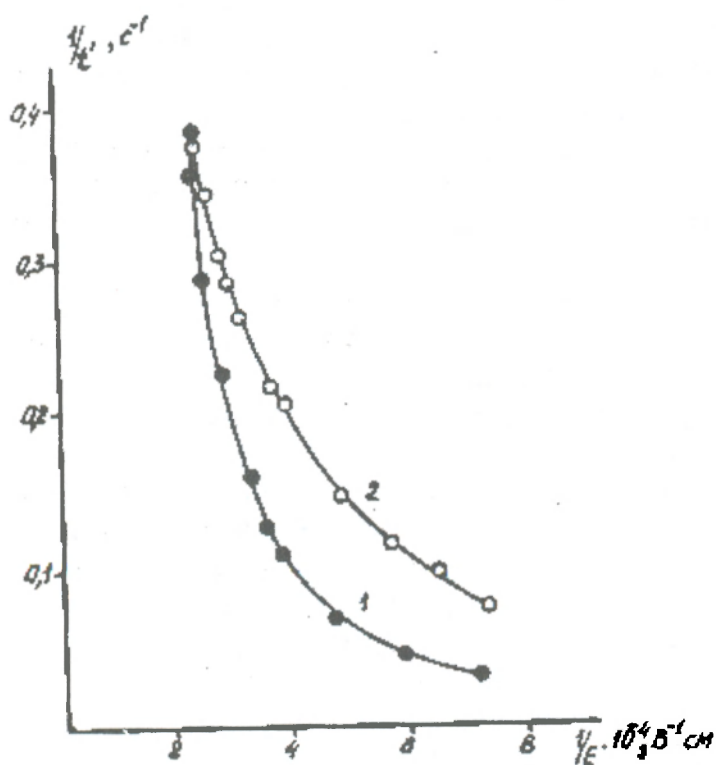
Вывучэнне параметраў імпульснай перапалярызацыі было праведзена ў палях прамавугольнай формы з напружанасцю ў межах ад нуля да 10 кВ/см, згодна са схемай, што прапанавана ў [3]. Працягласць імпульсаў напружання, якія падаваліся на крышталі, магла змяняцца ў шырокіх межах: ад 10 мкс да 100 мс. Вымярэнні праводзіліся пры працягласці імпульсаў 10 мс, што ў шмат разоў больш за поўны час (ts) імпульсу току перапалярызацыі. Час нарастання фронту імпульсу напружання не перавышаў 10 нс, што дазваляе лічыць біпалярныя імпульсы напружання прамавугольнымі.

Крышталі LVDTGS і TGS,Rb былі вырашчаны метадам цыркуляцыі раствору на двухтэрмастатных устаноўках [4] пры пастаянных параметрах крышталізацыі. Сінтэз зыходнага рэчыва, як і прыгатаванне раствораў, праведзены згодна з разлікамі і схемай, што апісаны ў [5]. Для даследаванняў выкарыстоўваліся ўзоры крышталяў У-зрэзу памерамі (5×5×0,5) мм з напыленымі ў вакууме алюмініевымі электродамі.

Даследаванні паказалі, што парогавое поле ўзнікнення перапалярызацыі крышталяў LVDTGS і TGS,Rb (узнікненне «класічнага» імпульсу току пераключэння) адпавядае крышталям TGS і меншая за 1 кВ/см. Аднак, у адрозненне ад TGS, імпульсы току пераключэння LVDTGS на пачатковай стадыі (у малых палях) асіметрычныя, што сведчыць аб уніпалярнасці гэтых крышталяў. У вялікіх палях уніпалярнасць не праяўляецца на фоне значнага знешняга поля. Відавочна, малекулы L-валіну, якія часткова замяшчаюць у TGS малекулы гліцыну, робяць стабілізуючае ўздзеянне на тыя часткі суседніх малекул, што пераключаюцца і адказваюць за ўзнікненне палярызацыі [6]. У той час для іншых крышталяў групы TGS з прымесямі металаў (напрыклад, TGS,Rb) апошнія, гэта значыць іоны $[Rb]^{2+}$, уваходзяць у крышталі у якасці прымесі ўкаранення і ўтвараюць хелатныя комплексы [4], якія робяць значны ўплыў на працэс узнікнення палярызацыі шляхам уздзеяння на дэфармацыйныя ўласцівасці сульфат-іонаў [7]. На карысць дадзенага меркавання можна

прывесці факт, што час нарастання імпульсу току палярызацыі t' для крышталяў LVDTGS у вобласці слабых палёў большы за аналагічны час для крышталяў TGS,Rb, а ў вобласці моцных палёў гэтыя адрозненні знікаюць (рыс. 2).

Такім чынам, працэс узнікнення кластэраў палярызацыі пры перапалярызацыі ў слабым полі ў крышталях LVDTGS адбываецца больш павольна, чым у «чыстым» і легіраваным іонамі металаў трыгліцынсульфаце. Калі ўявіць, што малекула L-валіну ўваходзіць у рашотку TGS не ў якасці перапалярызуючага дыполя, як малекула L-аланіну [7], то, відавочна, можна меркаваць аб яе механічным дэфармацыйным уздзеянні на суседнія малекулы гліцыну, якія, у сваю чаргу, арыентуюць у пэўным напрамку іх пераключальныя часткі.



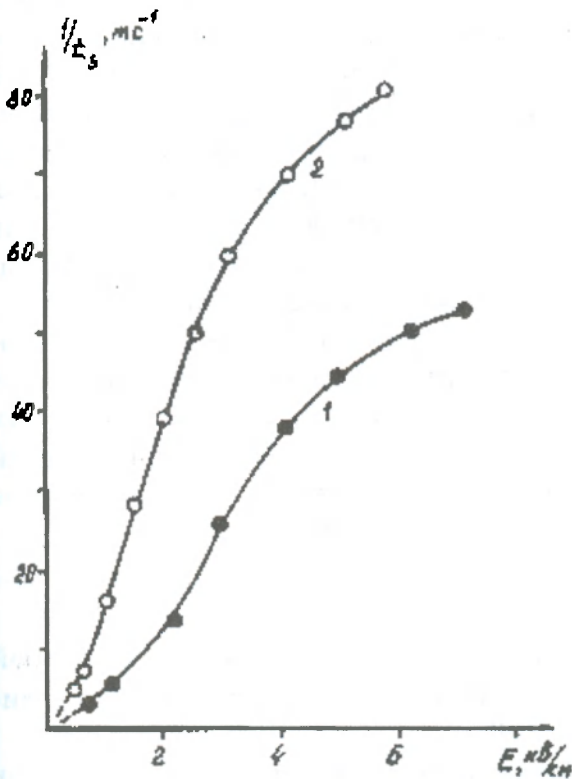
Рыс. 2.
Залежнасці
 $1/t'(1/E)$
крышталяў
LVDTGS (1)
і TGS,Rb (2)

Эвалюцыя формы імпульсаў току перапалярызацыі LVDTGS пры павелічэнні напружанасці знешняга поля адрозніваецца адносна TGS,Rb і ўсіх крышталяў групы TGS, якія былі даследаваны раней: ATGS, ADTGS, TGSPF, TGSMo ды інш. Пры значэннях напружанасці палёў звыш 4,5 кВ/см адбываецца «насычэнне» максімальнай шчыльнасці току перапалярызацыі. Пры гэтым «класічны» імпульс току «2» зліваецца з імпульсам «1» (гл. рыс. 1в). Характэрным для крышталяў LVDTGS з'яўляецца тое, што пры напружанасці

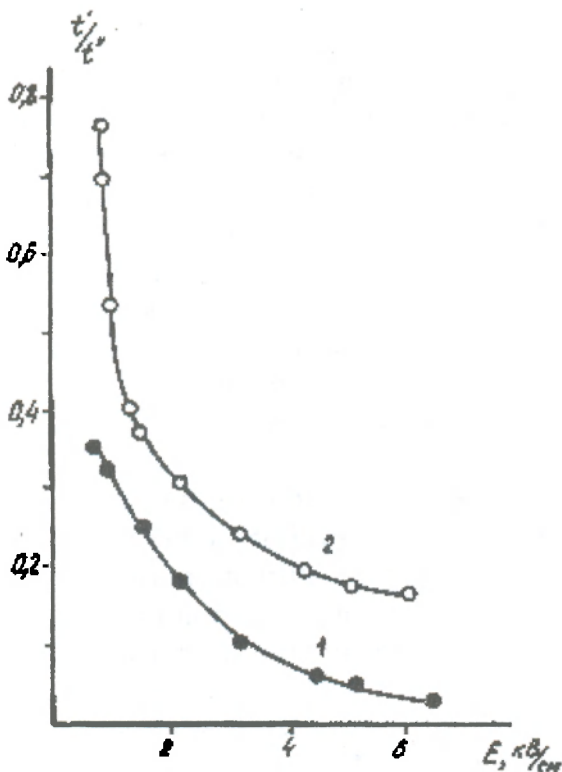
палёў звыш 6 кВ/см зноў узнікае «класічны» імпульс току перапалярызацыі. Пры далейшым павелічэнні напружанасці поля назіраецца нязначнае ўзрастанне максімальнай шчыльнасці току. Поўны час току перапалярызацыі пры гэтым не змяняецца, а час t^* павялічваецца. Магчыма, гэта звязана з дынамічнай уніпалярнасцю дадзеных крышталёў.

Адрозненні часоў t^* прарастання даменаў скрозь крышталі (калі параўнаць LVDTGS і TGS,Rb) пачынаюць праяўляцца ў вобласці слабых палёў і ўзрастаюць пры іх далейшым павелічэнні, што добра прасочваецца на графічных залежнасцях $1/t_s(E)$ (рыс. 3) і $t^*/t^*(E)$ (рыс. 4).

Атрыманыя вынікі сведчаць, што даменная структура крышталёў «чыстага» і легіраванага іонамі металаў TGS больш дынамічная, чым крышталёў LVDTGS. Пры гэтым вызначальным фактарам адрознення дынамікі даменнай структуры з'яўляецца не працэс яе зараджэння, а працэс руху даменных сценак (асноўны ўклад у адрозненне поўнага часу палярызацыі t_s уносіць час t^* , а не t^*). Працэсы зараджэння даменнай структуры пры перапалярызацыі ў моцных палях адбываюцца аднолькава як для LVDTGS, так і для TGS,Rb. Аб гэтым сведчыць якаснае супадзенне для гэтых крышталёў залежнасцей $1/t^*(E)$ (рыс. 2).



Рыс. 3. Залежнасці $1/t_s(E)$ крышталёў LVDTGS (1) і TGS,Rb (2)



Рыс. 4. Залежнасці крытэрыю сіметрыі імпульсу току перапалярызацыі крышталёў LVDTGS (1) і TGS,Rb (2) ад напружанасці электрычнага поля

Залежнасці крытэрыю сіметрыі імпульсу току перапалярызацыі ад напружанасці электрычнага поля дадзеных крышталёў (рыс. 4) адрозніваюцца карэнным чынам ад аналагічных залежнасцей для TGS. Менавіта гэта сведчыць аб ускладненні працэсаў перапалярызацыі пры легіраванні крышталёў. Відавочна, што гэтыя працэсы нельга апісваць дакладна згодна з уяўленнямі мадэлі [1], якая створана для «чыстага» сегнетаэлектрычнага крышталю і заснавана на ўяўленнях аб раздзеленых у часе працэсах узнікнення зародкаў даменнай структуры і далейшай монадаменізацыі ўзору.

Даследаванні залежнасцей максімальнай шчыльнасці току перапалярызацыі ад велічыні знешняга электрычнага ўздзеяння для ўсіх даследаваных крышталёў паказалі іх якаснае супадзенне з аналагічнымі залежнасцямі адваротнай велічыні поўнага часу перапалярызацыі, што адпавядае феноменалагічнай тэорыі сегнетаэлектрычнасці.

ЛІТАРАТУРА

1. Мерц В. Образование домена и движение доменной стенки в сегнетоэлектрическом монокристалле // Физика диэлектриков. 1960. С. 286—289.

2. Цедрик М. С., Заборовский Г. А., Януть В. И. Роль групп PO_3F и L-аланина в процессах переполаризации моно-

кристаллов TGSPF и ATGSPF // Свойства сегнетоэлектриков. Мн., 1989. С. 56—73.

3. Цедрик М. С., Заборовский Г. А., Янущ В. И. Импульсная переполяризация высоколегированных кристаллов LATGS // Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин, 1989. С. 21—27.

4. Цедрик М. С. Физические свойства кристаллов семейства три глицинсульфата в зависимости от условий выращивания. Мн., 1986.

5. Способ получения легированного монокристалла триглицинсульфата из раствора // Патент. Свидетельство 1346, 20.03.96.

6. Берсукер И. Б., Вехтер Б. Г., Данильчук Г. С. и др. Происхождение спонтанной поляризации и сегнетоэлектрического фазового перехода в ТГС // Физика твердого тела. 1969. Т. 2. Вып. 9. С. 2452—2458.

7. Галстян Г. Т., Рез И. С., Рейзер М. Ю. О природе примесной униполярности кристаллов триглицинсульфата // Физика твердого тела. 1982. Т. 24. Вып. 7. С. 2186—2190.

SUMMARY

The process of polarization change in crystals LVDGTS and TGS,Rb are studied. Within the limits of Merz model the interpretation of dependence of main properties of polarization on field strength is given in the the word. The Obtained results testify high dynamics of crystal structure of LVDTGS and TGS,Rb.