

УДК 538.915

## ПРОЦЕСС ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ТУННЕЛЬНОМ ПРОБОЕ ФРАНЦА-КЕЛДЫША

Г. М. Гуро, В. А. Царев

*Рассматривается возможность существования сильного внутреннего электрического поля сегнетоэлектрика на значительных расстояниях ( $\Delta \sim 10^{-4}$  см).*

Целью настоящей работы является обсуждение возможности существования и условий для создания сильного внутреннего электрического поля ( $P \sim 10^8$  В/см) на значительных расстояниях ( $\Delta \sim 10^{-4}$  см) при переполяризации сегнетоэлектриков (СЭ).

Такое поле могло бы вызвать ускорение ионов, внедренных в СЭ, и приводить к иницированию ядерных реакций. Подобная возможность была впервые отмечена в [1]. В последующих экспериментах по переполяризации и температурному фазовому переходу параэлектрик – сегнетоэлектрик дейтеросодержащих СЭ, а также их разрушению [2 – 5] была обнаружена слабая эмиссия нейтронов (превосходящая фон в 1,5 – 2 раза), что можно рассматривать как возможное свидетельство протекания реакций  $d - d$  синтеза. Однако малая величина зарегистрированного потока нейтронов ( $\sim 10^{-2}$  нейтрон/с) и возможность ложных сигналов [6] делают необходимой дальнейшую экспериментальную проверку этих результатов. В [7] было отмечено, что эксперименты [2 – 5] были проведены в далеко не оптимальных условиях. Были также предложены некоторые способы увеличения скорости иницирования ядерных реакций при переполяризации (ПП) сегнетоэлектриков.

В настоящей работе мы продолжаем обсуждение и показываем, что конечное время формирования зонной структуры позволяет значительно увеличить  $\Delta$  при достаточной крутизне переполяризующего импульса.

Заметим, что величина  $\Delta$  не может быть больше  $10^{-7}$  см при наличии туннельного пробоя Франца-Келдыша в условиях термодинамического равновесия.

Прежде всего напомним, что в состоянии термодинамического равновесия сильное поле внутри СЭ может существовать только на атомных расстояниях. На больших

расстояний оно вызывает электрической пробой. Образовавшиеся при этом свободные носители (электроны и дырки) экранируют такое поле. Поэтому СЭ разбивается на домены, на полярных гранях которых образуются экранирующие слои, где на расстояниях  $\Delta \leq 10^{-7}$  см сохраняется сильное поле, тогда как поле внутри доменов оказывается небольшим ( $1-10$  В/см). Аналогичные слои толщиной  $10^{-7}$  см образуются также на боковых гранях пластины СЭ при действии внешнего электрического поля. Образованное при этом метастабильное состояние может сохраняться достаточно долго. Поэтому такое состояние считают термодинамическим равновесным состоянием. Таким образом, при термодинамическом равновесии (ТР) наибольшая толщина слоя  $\Delta$ , где сохраняется сильное поле, не превышает  $10^{-7}$  см.

Теперь покажем, что увеличения  $\Delta$  можно достичь за счет создания неравновесных условий при переполаризации СЭ. Для этого рассмотрим более подробно сам процесс переполаризации.

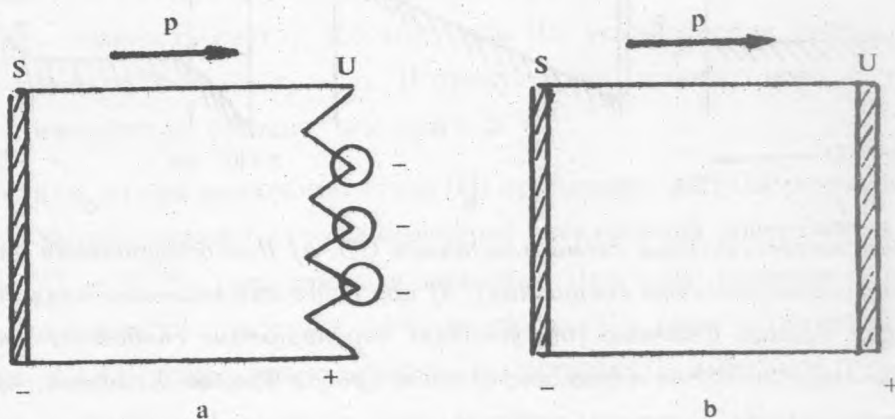


Рис. 1. Фронт ПП пластинки СЭ при различной величине амплитуды  $\Phi$  ПП импульса: а) при малых и средних  $\Phi$ , б) при  $\Phi > 1$  кэВ. S – переполаризованная эмиссионная поверхность пластинки, U – фронт ПП, O – экранирующее облако свободных электронов.

При малых и средних амплитудах переполаризирующего импульса фронт ПП представляет собой зигзагообразную линию, на остриях которой располагаются облака экранирующих свободных носителей (рис. 1). При напряжениях, превышающих 1 кэВ, образуется значительная плотность зародышей состояния ПП, при которой зигзагообразная линия фронта ПП преобразуется в сплошную прямую линию, которая перпендикулярна направлению поля ПП [8].

Зонная энергетическая схема кристалла СЭ состоит из зоны свободных носителей (зона проводимости) и зоны связанных зарядов (валентная зона), разделенных энергетической щелью (запрещенная зона). При действии импульса ПП происходит искривление зон, приводящее к туннельному пробоя Франца-Келдыша (рис. 2 а,б,с) с характерным временем  $\tau_k = 10^{-14} - 10^{-15}$  с.

Процесс ПП в кристалле сегнетоэлектрика представляет собой последовательное увеличение пространства ПП, создаваемого движением фронта ПП со скоростью звука  $c_s = 10^5$  см/с.

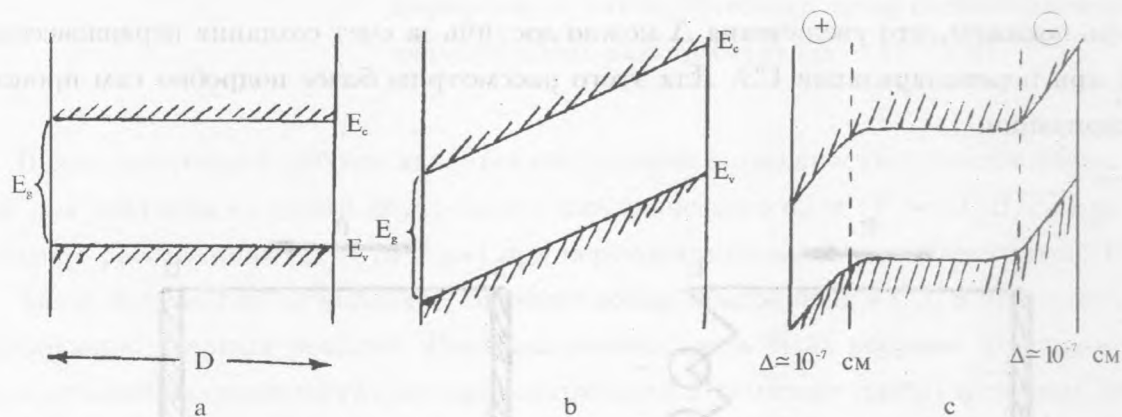


Рис. 2. Зонная энергетическая схема пластинки СЭ. а) При отсутствии электрического поля (СЭ в параэлектрическом состоянии); б) при действии сильного поля до начала туннельного пробоя Франца-Келдыша (отсутствие экранирующих свободных носителей) происходит искривление энергетических зон; с) после пробоя Франца-Келдыша (присутствуют свободные экранирующие носители) устанавливается термодинамическое равновесие.  $\oplus$  - дырки,  $\ominus$  - электроны,  $E_c$  - нижняя граница зоны проводимости,  $E_v$  - верхняя граница валентной зоны,  $E_g = E_c - E_v$  - величина запрещенной зоны.

Импульс ПП вызывает изменение знака поляризации, т.е. смену направления вектора поля  $P$  на противоположное (смещение центра инверсии или поворот  $P$ ) в каждой ячейке. Характерное время этого процесса инверсии  $\tau_i = 10^{-13} - 10^{-12}$  с.

Важно подчеркнуть, что зонная энергетическая схема при последовательном увеличении пространства ПП устанавливается не мгновенно, а лишь после того, как произойдет образование объема кристалла, в котором возможно существование этой схемы. Центральная идея данной работы состоит в том, что туннельный пробой может произойти только после образования зонной схемы, т.е. при временах  $t \geq \tau_z$ .

В качестве аргумента в пользу этого предположения (не являющегося, впрочем, строгим доказательством) приведем следующее соображение. Для тонких слоев СЭ, охваченных процессом ПП и содержащих несколько ( $N$ ) кристаллических ячеек, при туннельном переходе происходит расщепление энергетических уровней электронов в потенциальных ямах с кратностью, равной числу этих ячеек ( $N$ ). Зона проводимости содержит большое число таких ям ( $N \gg 1$ ) и имеет поэтому квазинепрерывный линейчатый спектр [10] (см. рис. 3). Расстоянием между уровнями можно пренебречь, считая электроны в этой зоне свободными. При ПП аналогичное положение возникает при достаточной толщине слоя ПП, когда за фронтом ПП образуется зонная структура. Поэтому за минимальную толщину  $\Delta^*$  слоя СЭ, в котором возможно существование зонной схемы, мы принимаем аналогичную минимальную величину существования СЭ  $\Delta \sim 10^{-4}$  см [9]. Следовательно, время образования зонной схемы при переполяризации СЭ составляет  $\tau_z = \Delta/c_s \sim 10^{-9}$  с.

Сильное поле  $P \simeq 10^8$  В/см устанавливается при ПП за очень короткое время  $\tau_f = \Delta/c \sim 10^{-14}$  с ( $c$  – скорость света). Поэтому при ПП установление зонной структуры происходит за время  $\tau_z \gg \tau_i \gg \tau_f \sim \tau_k$ . В присутствии сильного поля  $P$  туннельный пробой может произойти не раньше, чем при  $t \gg \tau_z$ .

Заметим, кстати, что на начальном этапе ПП происходит выталкивание накопленного электронного заряда наружу из экранирующей электронной поверхности пластинки СЭ за время  $10^{-11} - 10^{-10}$  с (электронная эмиссия). При этом наличие потенциального барьера на поверхности пластины сегнетоэлектрика играет незначительную роль. Высота барьера  $\sim 1$  эВ существенно меньше амплитуды ПП импульса ( $\sim 1$  кэВ).

При дальнейшем движении фронта ПП возникает пространство, где существует сильное поле  $P (\sim 10^8$  В/см), но еще не образовались свободные экранирующие заряды, и где за время  $t < \tau_z$  туннельный пробой еще не успел произойти.

При наступлении туннельного пробоя имеет место образование электронно-дырочных пар на всей толщине переполяризованной пластинки. В результате действия поля поляризации  $P$  электроны переместятся в глубину пластинки в сторону фронта ПП, а дырки – в сторону электронной поверхности (отрицательно заряженного слоя решетки ПП). Импульса эмиссии электронов не произойдет, поскольку на поверхности переполяризованной пластинки образуется дырочный экранирующий слой.

Рассмотрим теперь импульс ПП, изображенный на рис. 4. Переполяризацию СЭ осуществляет передний фронт импульса. Его поле



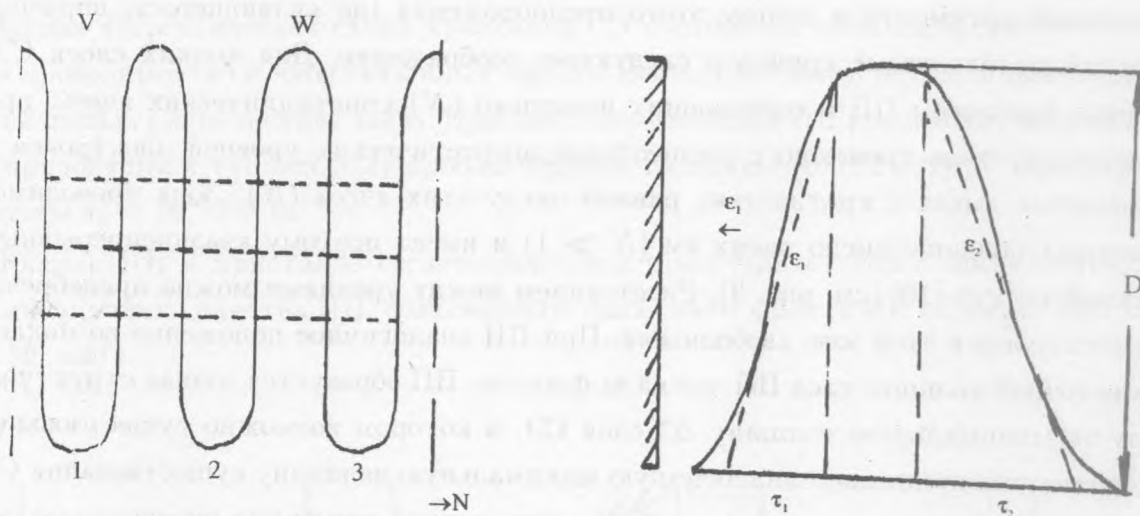


Рис. 3. Расщепление энергетических уровней в потенциальных ямах при наличии туннелирования. Потенциальные ямы – кристаллические ячейки твердого тела,  $V$  – потенциальная яма,  $W$  – туннельный промежуток.

Рис. 4. Импульс ПП пластины СЭ.  $\tau_1$  – время нарастания переднего фронта импульса ПП,  $\mathcal{E}_1 = \Phi/c_s\tau_1$  – тянущее поле эмиссии электронов (поле ПП),  $c_s$  – скорость звука,  $\tau_2$  – время затухания заднего фронта импульса ПП,  $\mathcal{E}_2 = \Phi/c_s\tau_2$  – тормозящее поле ПП.

$$1/c_s \frac{d\Phi}{dt} \approx \frac{1}{c_s} \frac{\Phi}{\tau_1} = \mathcal{E}_1$$

направлено против поля установившейся поляризации  $P$  и является вытягивающим полем эмиссии электронов. Поле  $\mathcal{E}_2$  заднего фронта направлено по полю  $P$  и препятствует эмиссии электронов.

Очевидно, что поля  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  зависят от крутизны фронтов, т.е. от  $\Phi/\tau_1$  и  $\Phi/\tau_2$ . При малых значениях крутизны ( $\Phi/\tau$ ) (и, следовательно,  $\mathcal{E}$ ) фронт ПП искажается (см. рис. 1а).

После наступления пробоя дальнейшее увеличение слоя сильного поля  $P$  прекращается. Формируется как электронный слой, экранирующий положительно заряженный фронт ПП, так и дырочный, который экранирует эмиссионную поверхность, имеющую отрицательный заряд. Наступает состояние термодинамического равновесия (ТР), и величина  $\Delta$  уменьшается до  $10^{-7}$  см. Заметим, что величина  $\tau_1$  обеспечивает полную ПП сегнетоэлектрика. Но, с другой стороны,  $\tau_1$  не должно превосходить  $\tau_2$ . При  $\tau_1 > \tau_2$  пробой произойдет раньше полной ПП, и импульс ПП не используется полностью для

увеличения  $\Delta$ . Следовательно, условие  $\tau_1 < \tau_z$  и малая толщина сегнетоэлектрической пластинки ( $10^{-4} - 10^{-3}$  см) определяют условия получения наибольшей величины слоя сильного поля  $\Delta \sim 10^{-4}$  см. Если  $\tau_1$  значительно превышает время  $T$  установления ТР ( $\tau_1 \gg T$ ), то в пластинке при ПП успевает установиться квазистационарное состояние, близкое к ТР.

В заключение заметим, что согласно нашей модели область сильного поля не содержит электроны, которые могут экранировать это поле. Действительно, на начальном этапе ПП ( $10^{-11} - 10^{-10}$  с) все электроны были удалены из экранирующего слоя (толщина  $10^{-7}$  см; импульс эмиссии электронов). Новые электроны, которые экранируют движущийся фронт ПП, еще не успели образоваться (время  $t < \tau_z$ ). Таким образом, дейтроны в диапазоне рассматриваемых нами энергий не будут испытывать потери энергии на образование электронов. Напомним, что основные потери на ионизацию [12] именно вызваны столкновениями с электронами. По-видимому, полностью избежать таких потерь на образование электронов в области сильного поля нельзя. Образование электронов приведет к уменьшению величины поля поляризации  $P$ . Если считать, что поле  $P$  уменьшится в десять раз ( $\sim 10^7$  В/см), то ускоряемые дейтроны наберут энергию  $\sim 1000$  эВ, если в 100 раз – то указанная энергия будет 100 эВ. Следовательно, по сравнению с ТР ([2 – 5],  $\Delta \sim 10^{-7}$  см) эмиссия нейтронов увеличится в 10 – 100 раз. Такая эмиссия уже может быть надежно зарегистрирована. Подчеркнем также разницу между обычными ионизационными потерями [12], которые происходят в установившейся зонной схеме и аналогичными потерями в области сильного поля, когда она еще не установилась.

До сих пор мы рассматривали идеальный СЭ. Реальные СЭ, особенно керамики, содержат поверхностные слои, где при ПП возникают зародыши новой поляризации, которые вызывают запаздывание эмиссионного импульса [11]. Указанное обстоятельство значительно снижает возможность образования области сильного поля.

В заключение заметим, что практическая реализации данного предложения выходит за рамки возможностей обычной электроники (времена  $t < 10^{-9}$  с). Необходим переход к нанoeлектронике, что, возможно, потребует разработки твердотельного тиратрона, где вместо обычного разряда ( $\tau \sim 10^{-7}$  с) можно использовать туннельный пробой Франца-Келдыша с временем  $\tau_k \sim 10^{-15} - 10^{-14}$  с.

Авторы выражают благодарность А. Н. Лебедеву, Г. И. Мерзону и Н. И. Старкову за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Г о л у б н и ч и й П. И. и др. Препринт ФИАН N 113, М., 1985; ДАН, **307**, 99 (1989).
- [2] S h i r a k a w a Т. et al., Proc. ICCF-4, ed. Т. О. Passel and M. McKubre, **3**, 6-1 (1994).
- [3] Л и п с о н А. Г. и др. ЖЭТФ, **103** (6), 2142 (1993).
- [4] Д е р я г и н Б. В. и др. ДАН, **334** (3), 291 (1994).
- [5] Д е р я г и н Б. В. и др. ДАН, **336** (6), 753 (1994).
- [6] J o n e s S. et al. Proc. ICCF-4, ed. Т. О. Passel and M. McKurbe **3**, 26-1 (1994).
- [7] Г о р е л и к В. С., Г у р о Г. М., Ц а р е в В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 - 6, 62 (1995).
- [8] G o l o v a s h k i n А. I., G u r o G. M., K o v a l e n k o А. I., and T i k h o m i r o v a N. A. Ferroelectrics, **130**, 199 (1992).
- [9] И в а н ч и к И. И. ФТТ, **3** (12), 3742 (1961).
- [10] Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Квантовая механика, ГИФМЛ, М., 1963.
- [11] А й р а п е т о в А. Ш. и др. ДАН, **311** (3), 594 (1990).
- [12] Phys. Rev., **45**, part II, (11), III, 14 (1992).

Поступила в редакцию 28 октября 1996 г.