

05;06;12

Глубокая модуляция проводимости в перовскитном сегнетоэлектрическом полевом транзисторе

© И.А. Веселовский, И.В. Грехов, Л.А. Делимова, И.А. Линийчук

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 4 сентября 2000 г.

В полностью перовскитном полевом транзисторе с сегнетоэлектриком $(\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05})(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3$ в качестве подзатворного изолятора при комнатной температуре наблюдалась глубокая модуляция проводимости канала $\text{La}_{1.94}\text{Sr}_{0.06}\text{CuO}_4$. Проводимость канала контролировалась прыжковым механизмом с переменной длиной прыжка и кулоновской щелью на уровне Ферми.

Введение. Одним из возможных направлений в создании энергозависимой твердотельной памяти является использование в качестве основного элемента ячейки памяти сегнетоэлектрика, обладающего остаточной поляризацией в отсутствие внешнего напряжения. При этом наиболее перспективной, обеспечивающей высокую плотность упаковки, является ячейка в виде полевого транзистора с сегнетоэлектриком в качестве подзатворного изолятора, так как эта структура позволяет использовать одну и ту же ячейку как для записи и энергозависимого сохранения информации, так и для ее неразрушающего считывания. Создание сегнетоэлектрического транзистора на основе традиционных полупроводников наталкивается на серьезные трудности, так как осаждение сегнетоэлектрической пленки, например $(\text{Pb},\text{La})(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$, непосредственно на Si подложку приводит к нежелательной диффузии Pb, Ti в Si пленку и к образованию промежуточного слоя двуокиси кремния с малой диэлектрической проницаемостью, а использование защитных буферных слоев между сегнетоэлектриком и кремнием порождает дополнительные проблемы.

В качестве другого подхода Y. Watanabe [1] предложил конструкцию полностью перовскитного полевого транзистора, в котором перовскитные полупроводники, химически и кристаллографически совместимые с сегнетоэлектриком, дают возможность сформировать эпитаксиаль-

ные гетероструктуры. Наиболее хорошие результаты были получены на структуре $\text{SrRuO}_3/\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$, где при подаче напряжения $\pm 10\text{ V}$ наблюдалась 9%-ная модуляция проводимости канала [2], и на структуре $\text{La}_{1.99}\text{Sr}_{0.01}\text{CuO}_4/(\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05})(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3$, демонстрировавшей суммарную 10%-ную модуляцию канала при напряжении на затворе $\pm 5\text{ V}$ [1].

В настоящей работе сообщается о значительно более глубокой ($\sim 70\%$) модуляции проводимости в транзисторной структуре $\text{La}_{1.94}\text{Sr}_{0.06}\text{CuO}_4/(\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05})(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3/\text{Ag}$ (LSCO/PLZT/Ag), что, по нашему мнению, делает реальной перспективу создания ячейки энергонезависимой памяти на основе этого прибора.

Изготовление образцов. Транзисторные структуры LSCO/PLZT/Ag изготавливались последовательным напылением пленок путем синхронного распыления двух керамических цилиндрических мишеней скрещенными лучами от двух АИГ-лазеров, работающих в режиме модулированной добротности (длина волны $\lambda = 1064\text{ nm}$, энергия в импульсе 20 mJ , длительность импульса 15 ns , частота повторения импульсов 25 Hz , диаметр сфокусированного пятна на мишени 1 mm), давление кислорода в камере 0.2 Torr в процессе напыления и 760 Torr при охлаждении [3]. Геометрия структуры формировалась в процессе напыления с использованием специальных кремниевых масок. Вначале на подложку NdGaO_3 (110) при температуре подложки $T = 650^\circ\text{C}$ осаждался материал $(\text{La}_{1.94}\text{Sr}_{0.06})\text{CuO}_4$, формирующий канал транзистора толщиной 10 nm , шириной $230\text{ }\mu\text{m}$, длиной подзатворной части $320\text{ }\mu\text{m}$. Затем на него при $T = 500^\circ\text{C}$ осаждался сегнетоэлектрик $(\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05})(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3$, образующий пленку подзатворного изолятора толщиной 100 nm . После этого структура охлаждалась до комнатной температуры со скоростью $\sim 30^\circ/\text{min}$. Контакты к каналу и затвору были изготовлены методом термического осаждения Ag, толщина контакта $\sim 0.1\text{ }\mu\text{m}$, площадь затвора составляла $7.36 \cdot 10^{-4}\text{ cm}^2$. Структура полевого транзистора показана на рис. 1.

Характеристики структуры и обсуждение результатов. Сопротивление канала было довольно большим ($\sim 2\text{ M}\Omega$), что затрудняло исследования электрофизических свойств PLZT непосредственно в транзисторной структуре, поэтому были изготовлены специальные структуры, в которых пленка сегнетоэлектрика толщиной 100 nm осаждалась на более толстый слой LSCO с сопротивлением $\sim 0.1\text{ M}\Omega$; это позволило провести измерения поляризации сегнетоэлектрика в зависимости от

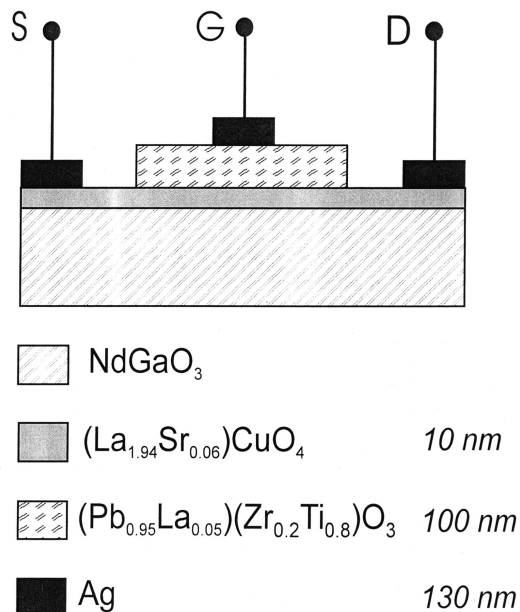


Рис. 1. Структура полевого транзистора, где S , G , D обозначают исток, затвор и сток соответственно. Приведены составы слоев и их толщины.

приложенного поля по методу Тауэра–Сойера на частоте 100 Hz. Петля диэлектрического гистерезиса имела типичный для сегнетоэлектрика вид; поляризация насыщения составляла $P_s \approx 40 \div 45 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, остаточная поляризация $P_r \approx 20 \div 30 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, коэрцитивное поле $E_c \approx 3 \cdot 10^5 \text{ V}/\text{cm}$.

На рис. 2 приведена вольт-амперная характеристика подзатворного изолятора транзисторной структуры. Анализ проводимости PLZT пленок является нетривиальной задачей, поскольку в них, кроме собственных утечек, контролируемых инжекцией носителей через интерфейс, пространственным зарядом в объеме и захватом инжектированного заряда на ловушки, величина тока включает в себя также и зависящую от времени компоненту тока диэлектрической релаксации, определяемую методом измерений, предысторией образца и рядом других факторов [4]. Мы не ставили здесь целью детального исследования

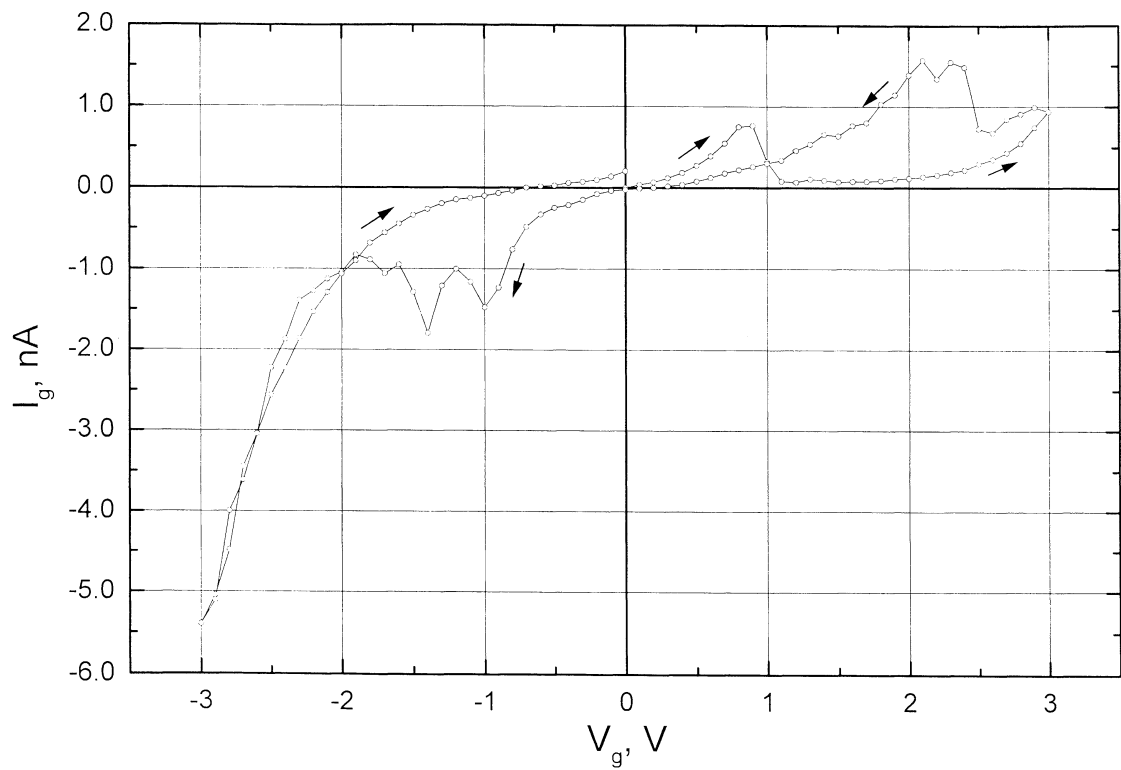


Рис. 2. Зависимость тока утечки подзатворного изолятора I_g от напряжения на затворе V_g при нулевом напряжении на канале. Стрелки показывают направление изменения напряжения. Показан один цикл измерений.

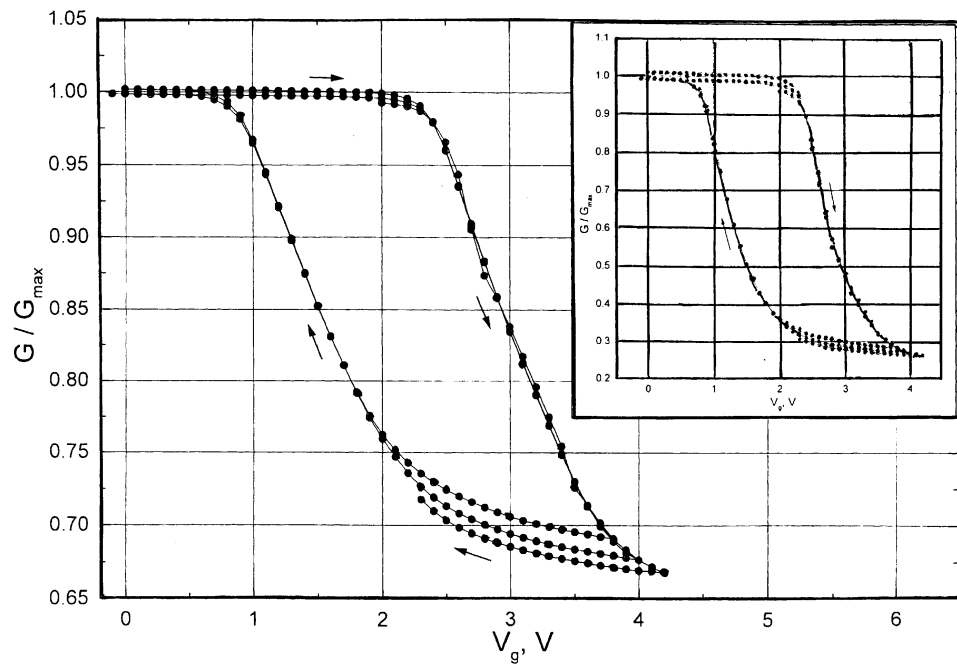


Рис. 3. Зависимость проводимости канала G от напряжения на затворе V_g . Стрелки показывают направление изменения напряжения. Показаны три цикла измерения. На вставке приведена зависимость проводимости только подзатворной части канала от напряжения на затворе, полученная путем вычитания из общего сопротивления канала балластных сопротивлений немодулируемых областей. Величины проводимости нормированы на их максимальные значения G_{\max} .

токов утечки в PLZT и лишь прокомментируем ВАХ в общих чертах. Она несимметрична и при напряжениях положительной полярности (+ на металле) определяется в основном обратносмещенным барьером Шоттки PLZT/Ag, а при напряжениях отрицательной полярности — двумя прямосмещенными барьерами PLZT/Ag и LSCO/PLZT и собственным сопротивлением слоя PLZT [5]. Гистерезис токов, наблюдаемый при увеличении и уменьшении амплитуды напряжения, отражает, по видимому, поляризационные свойства сегнетоэлектрика [6], а максимумы тока могут быть связаны с релаксационными процессами захвата и освобождения носителей на ловушках [4].

Дифракционные рентгеновские спектры (CuK_α -излучение), снятые на контрольной структуре LSCO/PLZT с толщиной 10 и 100 nm соответственно, свидетельствуют о преимущественном с-ориентированном росте как для PLZT, так и для LSCO. Для LSCO (расогласование параметров решетки с подложкой $\sim 1.5\%$) определенная из положения пика (004) постоянная решетки в направлении оси "с" равна $c = 13.157\text{\AA}$, что хорошо согласуется с данными литературы [7], а размер кристаллитов вдоль оси "с", оцененный из ширины пика, составляет 10 nm; это свидетельствует о хорошей кристалличности пленки канала. Для PLZT постоянная решетки вдоль оси "с", найденная из положения пика (001), равна $c = 4.094\text{\AA}$, что хорошо согласуется с литературными данными [8], а размер кристаллитов в направлении, перпендикулярном подложке, составлял 6 nm.

Анализ температурной зависимости проводимости канала в диапазоне 30–330 K показывает, что она контролируется механизмом прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка и кулоновской щелью на уровне Ферми $\sigma \sim \exp\{-(T_0/T)^{1/2}\}$ [9]. Параметр $T_0 = 7600\text{ K}$, полученный из температурной зависимости проводимости, позволил оценить радиус локализации носителей $a = 12\text{\AA}$. Заметим, что аналогичная зависимость $\sigma \sim \exp\{-T^{1/2}\}$ наблюдалась в монокристаллах La_2CuO_4 в направлении, параллельном Cu–O плоскостям [10]. Как известно, LSCO обладает проводимостью дырочного типа. При комнатной температуре плотность носителей в канале, оцененная из величины проводимости в предположении, что подвижность $\mu = 1\text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, составляет $p \approx 3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$.

В исследуемой структуре транзистора область затвора покрывала $\sim 20\%$ общей длины канала, где и происходила модуляция проводимости. На рис. 3 показана измеренная при комнатной температуре

зависимость проводимости всего канала от напряжения на затворе V_g , отсчитываемого от стока. Значение проводимости нормировано на ее максимальную величину, которая составляла $\sim 6 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1}$. Наблюдаемая зависимость в целом воспроизводит классическую петлю гистерезиса для зависимости поляризации сегнетоэлектрика от приложенного напряжения, поскольку изменение проводимости канала непосредственно связано с изменением концентрации дырок в нем под влиянием поперечного электрического поля затвора. Наблюдаемая величина модуляции составляет $\sim 32\%$. На вставке к рис. 3 показана эта же зависимость после вычитания из общего сопротивления канала балластных сопротивлений немодулируемых областей. Величина модуляции в этом случае составляет $\sim 73\%$.

В этих экспериментах при приложенном к каналу напряжении 5.1 V центр подзатворной части канала смещен относительно стока примерно на 2.4 V, поэтому центр петли на рис. 3 имеет абсциссу $V_g \approx 2.4$ V, что соответствует среднему нулевому напряжению на сегнетоэлектрике. Падение напряжения на подзатворной части канала довольно велико (~ 1.5 V). Это означает, что напряжение на сегнетоэлектрике и, следовательно, глубина модуляции канала существенно меняются на модулируемой длине и в максимально смещенной части модуляция превышает максимальную расчетную величину 73%.

Ток утечки затвора во всех экспериментах был не выше 1% от амплитуды изменения тока в канале.

Заключение. Впервые показано, что в полностью перовскитном транзисторе LSCO/PLZT/Ag может быть получена глубокая ($> 70\%$) модуляция проводимости под действием поляризации подзатворного сегнетоэлектрика PLZT. После соответствующей модернизации такой транзистор может быть использован как элементарная ячейка энергозависимой памяти с неразрушающим считыванием. При этом, конечно, остаются такие традиционные для сегнетоэлектриков вопросы, как деградация в процессе записи-стирания, срок хранения информации, быстроедействие и т. п. Этот комплекс работ будет проведен в дальнейшем.

Работа частично поддерживалась из средств гранта Миннауки № 30696.

Авторы благодарят К.Д. Цендина за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Watanabe Y.* // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 66 (14). P. 1770–1772.
- [2] *Ahn C.H., Hammond R.H., Geballe T.H., Reasley M.R., Triscone J.-M., Decroux M., Fischer O., Antognaza L., Char K.* // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70 (2). P. 206–208.
- [3] *Грехов И.В., Делимова Л.А., Линийчук И.А., Семчинова О.К., Третьяков В.В.* // *Сверхпроводимость: ФХТ.* 1990. Т. 3 (Ч. 1). С. 1708–1711.
- [4] *Stolichnov I., Tagantsev A.* // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 84. P. 3216–3225.
- [5] *Watanabe Y.* // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. P. 11 257–11 266.
- [6] *Tagantsev A., Kholkin A., Colla E., Brook K., Setter N.* // *Int. Ferroel.* 1995. V. 10. P. 189–204.
- [7] *Chou F., Cho J., Johnston D.* // *Physica C.* 1992. V. 197. P. 303–314.
- [8] *Boikov Yu., Esayan S., Ivanov Z., Brorsson G., Claeson T., Lee J., Safari A.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61 (5) P. 528–530.
- [9] *Эфрос А.Л., Шкловский Б.И.* *Электронные свойства легированных полупроводников.* М.: Наука, 1979.
- [10] *Cheong S.-W., Fisk Z., Kwok R., Remeika J., Thompson J., Cruner G.* // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. P. 5916–5919.