

06

Влияние электрического поля на переход металл–изолятор в диоксиде ванадия

© П.П. Борисков, А.А. Величко, А.Л. Пергамент,
Г.Б. Стефанович, Д.Г. Стефанович

Петрозаводский государственный университет
E-mail: gstef@mainpgu.karelia.ru

Поступило в Редакцию 28 декабря 2001 г.

Исследуется влияние сильного электрического поля на переход металл–изолятор в диоксиде ванадия. Обнаружено, что в структуре кремний–оксид кремния–нитрид кремния–диоксид ванадия поле приводит к смещению критической температуры в низкотемпературную область в условиях, когда тепловые эффекты сведены к минимуму. Численное моделирование вольт-амперных характеристик сэндвич-переключателей на основе диоксида ванадия, измеренных при различных температурах (15–350 К), показало влияние поля на критическую концентрацию и температуру перехода.

Переход металл–изолятор (ПМИ) в оксидах переходных металлов перспективен для создания электронных устройств, реализующих в той или иной форме резкое пороговое изменение электрических и оптических свойств при достижении внешними параметрами определенного критического значения. Несмотря на универсализм поведения, системы с ПМИ условно могут быть разделены на две группы по начальному механизму нестабильности основного состояния [1]. В первой группе изменения в кристаллической решетке (структурный фазовый переход) приводят к расщеплению электронной зоны проводимости и, следовательно, к переходу в изоляторное состояние. В другой группе ПМИ удовлетворительно описывается в рамках чисто электронных моделей (например, переход Мотта). Очевидно, что электронный ПМИ более перспективен для разработки устройств с высокими скоростями переключения.

Классическим объектом для изучения ПМИ является диоксид ванадия, в котором наблюдается фазовый ПМИ I рода при достижении температуры $T_i = 68^\circ\text{C}$ [1]. В ряде работ изучалось влияние электрического поля на ПМИ в планарных структурах на основе VO_2 [2,3],

в которых наблюдалось влияние поля на характеристики переключения или перехода, однако эффекты были слабые и не поддавались однозначной интерпретации. В качестве альтернативных объяснений рассматривалось опосредованное влияние поля через обратный пьезоэффект или же дополнительный джоулев разогрев материала токами утечки через подзатворные диэлектрики.

По нашему мнению, тепловое влияние может быть исключено при исследовании эффекта поля в структурах типа $\text{Si-SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4\text{-VO}_2$. Реализуя инжекцию носителей через слой окисла в нитрид кремния, можно обеспечить в нем накопление большого по величине заряда. В том случае, когда слой нитрида достаточно тонкий, захваченный заряд будет создавать электрическое поле на внешней стороне структуры, а оно в свою очередь будет воздействовать на электронную подсистему VO_2 .

В эксперименте использовались структуры двух типов, в которых в качестве подложки был выбран кремний n -типа с толщиной оксида 60 nm, а нитрида 100 nm (I тип), и кремний p -типа, с толщиной оксида 50 nm и нитрида 100 nm (II тип). Диоксид ванадия наносился на поверхность полупроводниковой структуры методом лазерной абляции металлической ванадиевой мишени в кислородсодержащей среде с последующим нанесением алюминиевых электродов. После изготовления тестовых структур измерялись вольт-фарадные характеристики и скачок проводимости при ПМИ в диоксиде ванадия. Затем осуществлялись туннельная инжекция электронов (в структурах I типа) и дырок (в структурах II типа) и их накопление в нитриде. Накопление заряда контролировалось измерением вольт-фарадных характеристик по сдвигу напряжения плоских зон (ΔV_{FB}) с $\Delta V_{FB} \approx 6-8 \text{ V}$. После этого четырехзондовым методом измерялась проводимость диоксида ванадия. Влияния электрического поля, накопленного в нитриде заряда для структур I типа, обнаружено не было, тогда как для структур II типа наблюдалось смещение температурной зависимости проводимости (гистерезисная кривая) в область низких температур (рис. 1).

Другое направление исследования влияния сильного поля на ПМИ основано на изучении эффекта переключения в структурах с диоксидом ванадия. Для объяснения переключения обычно привлекается модель, основанная на рассмотрении эффекта джоулева разогрева материала до температуры ПМИ с последующим скачком проводимости при переходе в металлическую фазу, что приводит к формированию на

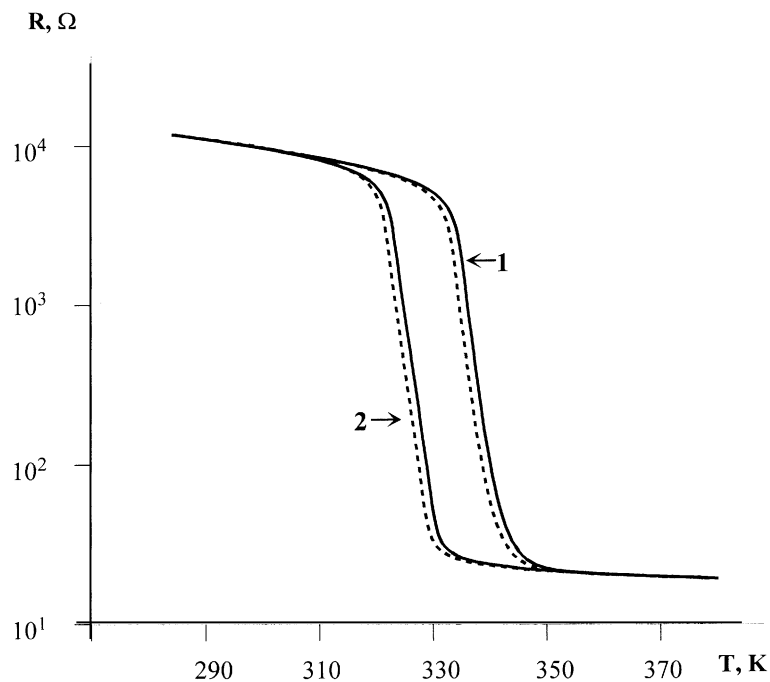


Рис. 1. Зависимость сопротивления (R) VO_2 от температуры (T): 1 — в исходном состоянии; 2 — после накопления заряда.

вольт-амперных характеристиках (ВАХ) участков с отрицательным сопротивлением S -типа (модель критической температуры [1]).

В ряде работ [4,5] нами было показано, что при приложении достаточно сильного электрического поля к аморфной анодной пленке ванадия под электродом формируется кристаллический канал двуокиси ванадия с ПМИ и эффектом переключения. Подобный технологический прием формирования VO_2 позволяет исследовать ПМИ и переключение в сэндвич-структурах при полях 10^5 – 10^6 В/см, что недостижимо для планарных вариантов переключателей.

Нами исследовались ВАХ сэндвич-структур в диапазоне температур от 12 до 350 К (рис. 2). Анализ температурных зависимостей пороговых

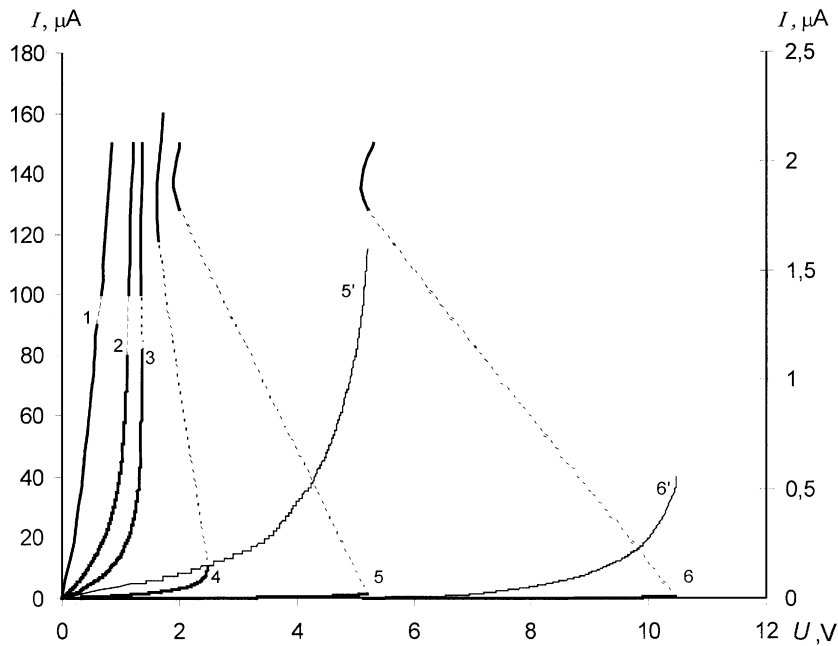


Рис. 2. Экспериментальные ВАХ переключателя при различной температуре окружающей среды: 1 — 293 К, 2 — 241 К, 3 — 211 К, 4 — 144 К, 5 — 91 К, 6 — 15 К, 5', 6' — низкопроводящие участки, соответствующие ВАХ (5, 6) в увеличенном масштабе (правая шкала). Пунктиром обозначены неустойчивые переходные участки ВАХ.

параметров переключения показал, что при $T \rightarrow T_c$ хорошо выполняется модель критической температуры, тогда как в области низких температур наблюдаются значительные отклонения от простой термической модели, которые могут быть интерпретированы как влияние поля на ПМИ [6]. Корректная трактовка полученных результатов требует более детального рассмотрения, основанного на анализе распределения температуры, поля и концентрации электронов в материале в пороговой области ВАХ. Для этого на основе уравнений теплопроводности и непрерывности тока было проведено численное моделирование распределения температуры, поля и концентрации электронов в канале

в зависимости от окружающей температуры и приложенного напряжения.

Результат моделирования существенным образом зависел от проводимости канала. В рамках простой тепловой модели, когда проводимость моделировалась экспериментальной зависимостью от температуры и не зависела от поля, невозможно найти численное решение, удовлетворяющее экспериментальным ВАХ. Это говорит о том, что термисторная модель неустойчивости, учитывающая наличие в системе положительной обратной связи, обусловленной увеличением проводимости при джоулевым разогревом материала, не объясняет экспериментальные результаты. Особенно сильное расхождение обнаруживалось в диапазоне низких температур окружения, когда поля действительно велики.

Предполагая, что в предпороговом режиме переключения существенную роль могут играть полевые эффекты, исследовались различные типы полевой зависимости проводимости. Наилучшее согласие с экспериментом было получено для зависимости вида $\sigma(T, E) = \sigma_0(T) \cdot f(E, T)$, где $f(E, T) = \exp\{\alpha(\sqrt{E} - \sqrt{E_p})/k_B T\}$ при $E \geq E_p$ и $f(E, T) = 1$ при $E < E_p$, E_p — пороговое поле, начиная с которого наблюдалось заметное отклонение ВАХ от закона Ома, α — эмпирическая константа, подбираемая из условия совпадения экспериментальных и расчетных ВАХ, k_B — постоянная Больцмана. Подобная зависимость ($\sigma \sim \exp\{\alpha\sqrt{E}/k_B T\}$) характерна для различных механизмов концентрационного увеличения проводимости в сильных электрических полях. На наш взгляд, она ближе всего соответствует эффекту Пула–Френкеля. При этом роль донорных центров в подобной структуре могут играть дефекты нестехиометрии типа кислородных вакансий.

Расчет распределений температур в канале переключателя для различных ВАХ показал, что максимальное значение температуры в точке переключения падает с ростом поля. Предполагая, что существует полевое влияние на температуру ПМИ, можно считать, что максимальная температура соответствует новому значению температуры перехода в металлическую фазу при заданном значении электрического поля. В этом случае полученные экспериментальные результаты могут объясняться в терминах модели критической температуры с учетом неравномерного распределения температуры в канале и зависимости $T_i(E)$.

Влияние неравновесных носителей заряда на ПМИ трактуется обычно в рамках перехода Мотта [1]. Эта модель предполагает, что необходимым условием развития перехода является достижение определенной критической концентрации n_c (для VO_2 $n_c \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ с учетом данных [7]). На основе численной модели была проведена оценка максимальной концентрации электронов проводимости в канале в момент переключения, используя практически не зависящее от температуры значение подвижности в кристаллической двуокиси ванадия $\sim 1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [1]. Выяснено, что для $T_0 \geq 200 \text{ K}$ $n \approx n_c$, тогда как для низких температур концентрация электронов на 1–2 порядка ниже n_c .

Таким образом, для объяснения механизма переключения в области низких температур и высоких электрических полей необходимо, помимо процесса полевого увеличения концентрации носителей (эффект Пула–Френкеля), привлечение параллельного механизма, который, возможно, предполагает прямое полевое воздействие на энергетический спектр электронной подсистемы и в конечном итоге на температуру ПМИ.

Представленные результаты показывают возможное влияние поля на ПМИ в различных экспериментальных ситуациях, что позволяет рассматривать пленочные структуры на основе диоксида ванадия потенциальными базовыми элементами для быстродействующих устройств микро- и оптоэлектроники. Отметим, что измеренное нами время переключения в исследуемых структурах не превышает 10^{-10} s .

Список литературы

- [1] Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. // Фазовый переход металл–полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
- [2] Мокроусов В.В., Корнетов В.Н. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 10. С. 3106–3107.
- [3] Васильев Г.П., Сербинов И.А., Рябова Л.А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. В. 8. С. 324–344.
- [4] Chudnovskii F.A., Stefanovich G.B. // J. Solid State Chem. 1992. Т. 98. С. 137–145.
- [5] Pergament A.L., Stefanovich G.B. // Thin Solid Films. 1998. V. 322. P. 33–36.
- [6] Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б., Чудновский Ф.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 20. С. 69–73.
- [7] Mansing A., Singh R., Sayer M. // Phys. Status Solidi (a). 1978. V. 49. P. 773–785.