

ции, т. е. уменьшается их вклад в поляронный эффект; во-вторых, с понижением температуры в кристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x \geq 0.14$ ) происходит фазовый переход из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла. Для составов  $0.14 \leq x < 0.20$  температура такого перехода  $T \approx 2.4 \div 4.5$  К [5]. У исследованных образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  исчезновение положительной части магнитосопротивления происходит при  $T \leq 2$  К. Согласно [6], магнитное поле приводит к уменьшению температуры перехода в спиновое стекло. Флуктуации намагниченности в фазе спинового стекла в магнитном поле не сглаживаются, поэтому отсутствует положительная часть магнитосопротивления.

Мы обнаружили также, что сопротивление исследованных образцов зависит от способа их охлаждения. При охлаждении образцов в магнитном поле оно на 2—3 % больше, чем при охлаждении в отсутствие поля ( $H=0$ ). Этот эффект связан, по-видимому, с тем, что энергия активации прыжковой проводимости, как и магнитная восприимчивость, при охлаждении в магнитном поле ниже температуры перехода в спиновое стекло несколько больше, чем при охлаждении без поля.

Таким образом, обнаруженное исчезновение положительной части магнитосопротивления и зависимость величины сопротивления от способа охлаждения образцов могут служить подтверждением существования связанного магнитного полярона при низких температурах в кристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Mycielski A., Mycielski J. — J. Phys. Soc. Japan, 1980, v. A49 (Suppl.), p. 807—810.
- [2] Johnson W. B., Anderson J. R., Stone D. R. — Phys. Rev. B, 1984, v. 29, N 12, p. 6679—6686.
- [3] Dietl T., Antoszewski J., Swierkowski L. — Physica, 1983, v. 117B-118B, p. 491—493.
- [4] Wojtowicz T., Myciowski A. — Physica, 1983, v. 117B-118B, p. 476—478.
- [5] Rigaux C., Mycielski A., Bariello G., Menant M. — In: 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1986, p. 1739—1742.
- [6] Mycielski A., Rigaux C., Menant M. — Sol. St. Commun., 1984, v. 50, N 3, p. 257—260.

Институт физики металлов УНЦ АН СССР  
Свердловск

Получено 9.07.1987  
Принято к печати 18.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

## ЭФФЕКТ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТУННЕЛЬНОЙ ПДП СТРУКТУРЕ

Манассон В. А., Комиссаров Г. П.

Интерес к туннельным МДП и ПДП структурам вызван возможностью реализации в них специфических эффектов, связанных с особенностями протекания электронных и дырочных токов [1, 2], в том числе эффекта переключения, стимулированного освещением структур [2, 3].

В настоящем сообщении приводятся результаты, свидетельствующие о реализации в туннельной ПДП структуре  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—GeO}_2\text{—Ge}$  нового механизма переключения, управляемого температурой.

Структура создавалась последовательным выращиванием на подложке из электронного германия с удельным сопротивлением 40 Ом·см слоя туннельно прозрачного диэлектрика  $\text{GeO}_2$  и сильно легированного широкозонного полупроводника  $\text{In}_2\text{O}_3$ . Концентрация свободных электронов в последнем соответствовала условию сильного вырождения газа носителей заряда. В равновесных условиях приграничный изгиб зон со стороны германия не превышал 0.05 В, о чем свидетельствовали низкие значения фотоэдс насыщения и реализация при невысоких освещенностях эффекта внутреннего усиления фототока [1]

с коэффициентом усиления порядка 5—30. Площадь гетероперехода составляла  $0.1 \text{ см}^2$ .

Обратная ветвь вольтамперной характеристики (ВАХ) гетероструктуры имела вид, показанный на рис. 1, а. Эффект переключения из низкопроводящего состояния в высокопроводящее наблюдался при некотором пороговом напряжении  $U_{\text{пор}}$ , которое сильно зависело от температуры. Из рисунка видно, что переключение сопровождалось ярко выраженным гистерезисом: для возвращения структуры в исходное состояние необходимо было уменьшить напряжение на структуре до величины, меньшей  $U_0$ .

Температурные зависимости параметров  $U_{\text{пор}}$  и  $U_0$  представлены на рис. 1. Точность измерения напряжения составляла  $0.05 \text{ В}$ , температуры —  $0.5 \text{ К}$ . Из рисунка видно, что  $U_0$  значительно слабее меняется с температурой, чем

$U_{\text{пор}}$ , а температурный коэффициент изменения последней составляет величину порядка  $0.35 \text{ В/град}$ .

Время переключения из низкопроводящего состояния в высокопроводящее

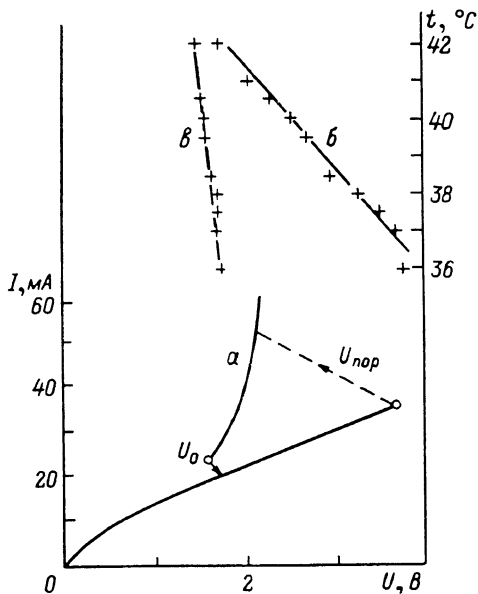


Рис. 1. Обратная ветвь ВАХ, измеренная при температуре  $37 \text{ }^\circ\text{C}$  (а), и температурные зависимости параметров переключения  $U_{\text{пор}}$  и  $U_0$  (б, в).

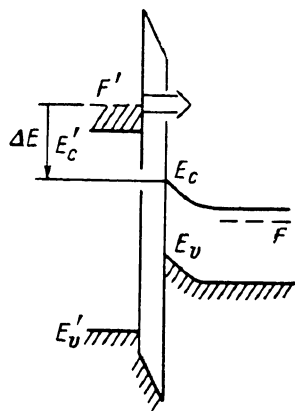


Рис. 2. Зонная диаграмма гетероструктуры при запирающем смещении.

при подаче на структуру прямоугольных импульсов напряжения с амплитудой, большей  $U_{\text{пор}}$ , составляло  $5\text{--}10 \text{ мкс}$ , что указывает на нетепловую природу переключения.

Переключение наблюдалось и в другом режиме измерения, когда на структуру подавалось постоянное напряжение, равное  $U_{\text{пор}}(T)$ , а температура поднималась от значений, меньших  $T$ , до критического. В этом случае для возвращения структуры в низкопроводящее состояние необходимо было обязательно понизить напряжение до значения, меньшего  $U_0$ , независимо от того, была понижена температура или нет.

Для объяснения полученных результатов обратимся к зонной диаграмме гетероструктуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--Ge}$ , показанной на рис. 2. К структуре приложено запирающее напряжение, которое частично падает на диэлектрике и частично благодаря реализации неравновесного обеднения [4] — на приграничной области германия. Уровень  $E'_c$  расположен ниже уровня Ферми  $F'$  в  $\text{In}_2\text{O}_3$  на величину  $\Delta E$ . С ростом запирающего смещения возрастает напряжение на диэлектрике и увеличивается  $\Delta E$ . Когда  $\Delta E$  становится выше пороговой энергии ударной ионизации электронами в германии  $E_i$ , электроны, туннелирующие из зоны проводимости  $\text{In}_2\text{O}_3$  в зону проводимости  $\text{Ge}$ , разогреваются достаточно, чтобы в последнем производить вторичную ионизацию носителей заряда. Рожденные в результате этого процесса дырки дрейфуют к границе германий—окисел и накапливаются там, поскольку их туннельным переходам в  $\text{In}_2\text{O}_3$

препятствует запрещенная зона последнего. Накопление дырок приводит к понижению потенциала границы, увеличению  $\Delta E$  и возрастанию потока электронов из  $\text{In}_2\text{O}_3$  в германий. Возникает положительная обратная связь, которая приводит к спрямлению зон в германии и достижению состояния с высокой проводимостью. Поскольку при этом почти все напряжение падает на диэлектрике, для поддержания этого состояния необходимо, чтобы к структуре было приложено напряжение, большее  $U_0 \approx E_i/q$ .

Температурная зависимость  $U_{\text{пор}}$  объясняется следующим. С ростом температуры благодаря резкому увеличению числа неосновных носителей заряда возрастает проводимость обедненной области, что вызывает распределение напряжения между этой областью и диэлектриком. Напряжение на последнем возрастает, возрастает величина  $\Delta E$ , и переключение наблюдается при более низких напряжениях.

Поскольку вследствие инжекции горячих электронов высокопроводящее состояние может поддерживаться только за счет накопления генерированных в процессе ударной ионизации дырок, оно сохраняется и при более низких температурах, чем температура, при которой произошло переключение. Достаточно только того, чтобы напряжение на структуре превышало значение  $U_0$ , которое складывается из порогового напряжения ударной ионизации  $E_i/q$  и падения напряжения на квазинейтральных областях. По-видимому, слабая зависимость  $U_0$  от температуры обязана последнему слагаемому.

Таким образом, показано, что на основе туннельных ПДП структур возможно создание быстродействующих переключающих устройств, управляемых температурой и обладающих высокой чувствительностью напряжения переключения к температуре.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Вуль А. Я., Саченко А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1361—1378.
- [2] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1047—1050.
- [3] Lai S. K., Dressendorfer P. V., Ma T. P., Barker R. C. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, N 1, p. 41—44.
- [4] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Козырев С. В. — В кн.: Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986, с. 105—130.

Институт проблем материаловедения АН УССР  
Черновицкое отделение

Получено 26.11.1987  
Принято к печати 18.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

## ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОДОНОРОВ И МЕХАНИЗМ УСКОРЕННОЙ ДИФФУЗИИ КИСЛОРОДА В КРЕМНИИ

Мурин Л. И., Маркевич В. П.

Кислород является примесью, во многом определяющей дефектный состав и изменение электрофизических и механических свойств базовых кристаллов кремния в процессе производства полупроводниковых приборов и интегральных схем [1]. Это обуславливает широкий интерес исследователей к поведению кислорода в кремнии. Недавно в ряде работ было установлено, что в температурной области формирования и термической устойчивости кислородных термодоноров (300—500 °С) имеет место ускоренная диффузия примесных атомов кислорода [2—7]. Высказывались различные предположения о механизме ускоренной диффузии. В частности, предполагалось, что в области температур 300—500 °С кислород может диффундировать либо в виде квазимолекул  $\text{O}_2$  [2],