

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК
И НЕЛИНЕЙНАЯ ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПРОВОДИМОСТИ
ВДОЛЬ ДИСЛОКАЦИИ В Si

С.Г.Рзаев, Э.П.Назмедов

Исследована одномерная проводимость, обусловленная дислокацией в планарном кремниевом $n^+ - p$ -переходе. Обнаруженный нами переход металл-диэлектрик в проводимости с увеличением температуры объясняется изменением коэффициента заполнения дислокации. Обнаружена нелинейная вольт-амперная характеристика. Зависимость тока I от приложенного электрического поля E хорошо описывается экспоненциальным законом $\ln I \sim \sqrt{E}$ при $E < E_c = 0.84 \cdot 10^5$ В/см; $\ln I \sim E$ при $E \geq E_c$. Предложено объяснение найденной нелинейной вольт-амперной зависимости.

В связи с тем что дальнейшее развитие микроэлектроники связано с применением полупроводниковых низкоразмерных систем, в последнее время их изучение стало особенно актуальным. Для этих целей используются как искусственные (МДП-структура, сверхрешетки и пр.), так и существующие в природе реальные низкоразмерные (слоистые и интеркалированные кристаллы, дислокации, бикристаллы и пр.) объекты.

Изучение дислокаций в кристаллах представляет интерес не только для понимания механических свойств твердых тел, но и для выяснения механизма влияния дислокаций на кинетические процессы, протекающие в них. Дислокации в основном действуют как центры рассеяния носителей тока. Тем не менее иногда они способствуют проводимости. Нами изучен именно этот случай, когда перенос носителей тока происходит вдоль одной дислокации.

Одномерный характер проводимости вдоль дислокации наблюдался рядом авторов [1-3] при исследовании СВЧ проводимости деформированных кристаллов Si, Ge и др. Причем анизотропия проводимости вдоль σ_{\parallel} и поперек σ_{\perp} дислокации (которая составляет $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \sim 10$) подтверждает предположения о том, что дислокации играют основную роль в кинетических процессах, протекающих в этих кристаллах. Отсутствие измерений DC -проводимости у этих авторов в основном связано с техническими трудностями нанесения контактов на ямки травления дислокации (места выявления дислокаций на поверхности кристалла).

Нами проведено исследование DC -проводимости одиночной краевой дислокации. Исследования проводились на планарных кремниевых $n^+ - p$ -переходах (рис. 1). Базовая p -область перехода состоит из легированного бором ($\sim 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) участка эпитаксиальной пленки (111) —

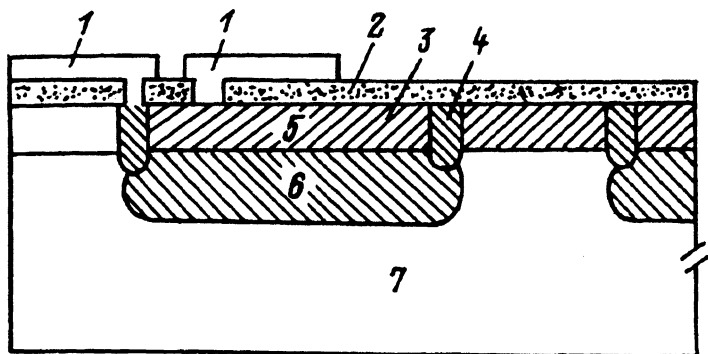


Рис. 1. Сечение кремниевого эпитаксиально-планарного $p-n$ перехода.

6: 1 — Al, 2 — SiO_2 , 3 — база, 4 — коллектор, 5 — $p\text{-Si}$ (эпитаксиальная), 6 — n^+ (скрытый слой), 7 — $p\text{-Si}$ (подложка).

поверхности толщиной ≈ 2.1 мкм. Коллекторная область состоит из n^+ -скрытого слоя, сформированного в p -подложке диффузией As (10^{20} см $^{-3}$), и примыкающего к нему вертикального n^+ -слоя, созданного в эпитаксиальной пленке диффузией фосфора ($\sim 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$), который выходит на поверхность пленки.

Дислокация начинается под базовым контактом. Она перпендикулярно пронизывает p -базовую область и слой объемного заряда (СОЗ) и заканчивается на n^+ -скрытом слое, т.е. дислокация лежит между базовым контактом и коллекторным n^+ -слоем. Приложенное к $p-n$ переходу внешнее обратное смещение усиливает поле СОЗ и увеличивает его ширину. При этом из-за отсутствия в СОЗ свободных носителей все кинетические явления в нем будут обуславливаться дислокацией.

Следует заметить, что существование дислокации под базовым контактом и над n^+ -слоем установлено (с помощью химических травлений) после проведения измерений.

Проведено исследование зависимости проводимости вдоль одиночной краевой дислокации от температуры, напряженности внешнего электрического поля и заряда ядра дислокации. Исследования проводились по методике измерения термостимулированных токов [4].

При комнатной температуре, прилагая к $p-n$ переходу внешнее прямое смещение U_F , осуществляем инжекцию носителей тока из n^+ - в p -область. Инжектированные через $p-n$ переход носители тока при этом захватываются оборванными связями дислокации. С изменением U_F меняется заряд ядра дислокации. Охладив образец до температуры жидкого азота, меняем полярность внешнего поля и проводим запись зависимости $I(T)$.

На рис. 2,а и 3 показана зависимость тока от температуры при различных смещениях на $p-n$ переходе ($U_R = 1 \div 4$ В).

На рис. 2,б приведено изменение температурной зависимости тока с увеличением тока зарядки дислокации.

Как видно из этих рисунков, с увеличением температуры в интервале $100 \div 150$ К проводимость резко падает. При ионизации примесей, образующих трубку Рида вокруг ядра дислокации, высвобожденные носители захватываются оборванными связями ядра дислокации и вносят

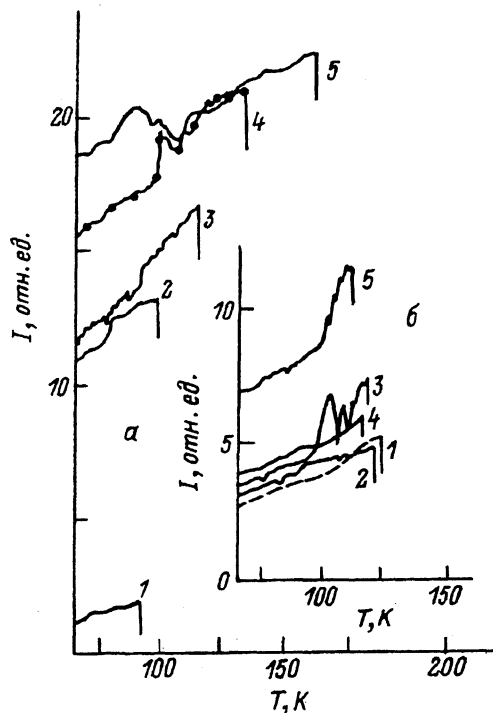


Рис. 2. Температурная зависимость величины тока I вдоль дислокации. *a* — при различных обратных смещениях на $p-n$ переходе $U_R = 1, 2, 3, 4, 5$ В соответственно для кривых 1-5; *б* — от тока зарядки дислокации. Кривым 1-5 соответственно следующие значения прямого тока: $1 \cdot 10^{-9}$, $1 \cdot 10^{-8}$, $1 \cdot 10^{-7}$, $1 \cdot 10^{-6}$, $1 \cdot 10^{-5}$ А. Величина тока I приведена в относительных единицах, одному делению соответствует ток $2.5 \cdot 10^{-10}$ А.

свой вклад в проводимость. С повышением температуры увеличивается степень заполнения дислокационной зоны и происходит срыв проводимости при температуре T_c , т.е. происходит переход металл-диэлектрик. Дальнейшее увеличение температуры приводит к активации носителей

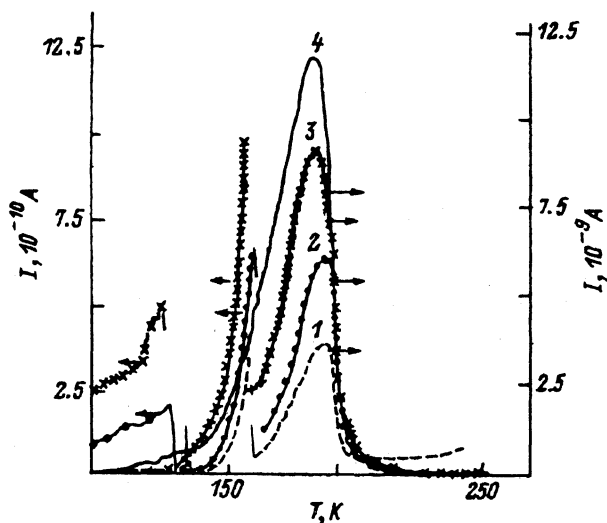


Рис. 3. Токи утечки, наблюдаемые до пиков термостимулированных токов при различных величинах обратного смещения U_R на $p-n$ переходе.

$U_R = 0, 2, 3, 4$ В соответственно для кривых 1-4. Скорость нагревания образца 0.35 град/с.

Рис. 4. Зависимость T_c от обратного смещения на $p-n$ переходе (а) и тока зарядки дислокации (б).

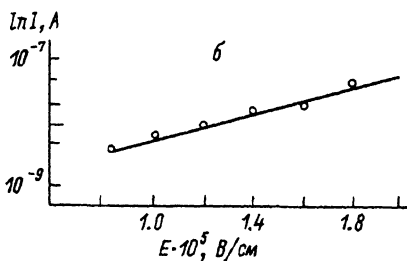
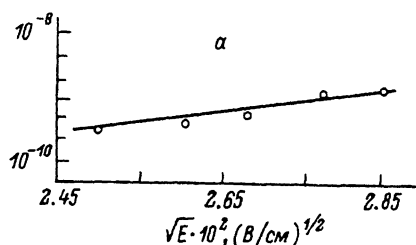
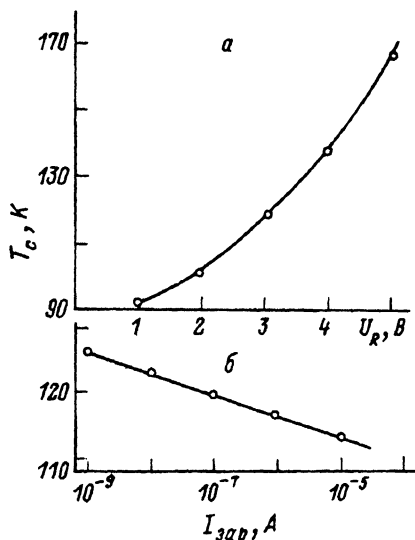


Рис. 5. Зависимость тока вдоль дислокации от E .
а — при $E < E_c$, б — при $E \geq E_c$, где $E_c = 0.84 \cdot 10^{-5}$ В/см.

в зону проводимости матрицы, и в температурном интервале 180–200 К наблюдается пик проводимости (рис. 3).

Следует заметить, что температура T_c , при которой происходит переход металл-диэлектрик, увеличивается с увеличением внешнего поля E (рис. 2, а и 4, а). На рис. 4, б приведена зависимость T_c от тока зарядки $I_{зар}$ дислокации. Как видно из этого рисунка, с ростом $I_{зар}$ величина T_c уменьшается, т.е. увеличение коэффициента заполнения приводит к уменьшению температуры перехода металл-диэлектрик.

Были разные попытки [1,5] объяснить переход металл-диэлектрик в кристаллах Si и Ge при наличии в них дислокаций. Предположение Лабуша [1] основывается на эффекте пайерлсовской неустойчивости одномерного кристалла (т.е. в данном случае дислокации, состоящей из оборванных связей).

Идейная основа работы Ребане и Шретера [5] заключается в том, что при высоких температурах оптические фононы создают случайное поле (подобное статическим примесям в теории Андерсоновской локализации) и происходит локализация носителей тока в этом поле, что и способствует уменьшению проводимости.

Представляет интерес также нелинейная зависимость тока вдоль дислокации от приложенного электрического поля E . С увеличением напряженности внешнего поля зависимость $\ln I$ от E меняется с $\ln J \sim \sqrt{E}$ при $E < 0.84 \cdot 10^5$ В/см (рис. 5,а) на $\ln J \sim E$ при $E \geq 0.84$ В/см (рис. 5,б). Такое поведение тока хорошо описывается полевой зависимостью Пула-Френкеля и Пула [6] соответственно. Внешнее поле, с одной стороны, усиливает ионизацию атомов в примесной атмосфере (следовательно, увеличивается степень заполнения дислокационной зоны), а с другой стороны, загибает кулоновский потенциальный барьер заряда на каждой оборванной связи. Оба эффекта способствуют перекрытию кулоновских потенциальных ям (следовательно, увеличивается проводимость).

Авторы выражают благодарность Ф.М.Гашимзаде за плодотворное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Labusch R. // Physica. 1983. V. 117 B & 118 B. P. 203.
- [2] Grazhulis V.A., Kveder V.V., Mukhina V.Yu. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 44. P. 107.
- [3] Гражулис В.А., Кведер В.В., Мухина В.Ю., Осипьян Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 164-170.
- [4] Рзаев С.Г., Абдуллаев А.Г. // Изв. АН Азерб. ССР. Сер. ФТМН. 1983. № 2. С. 70-73.
- [5] Rebane Yu.T., Shreter Yu.G. // Proc. of Int. Conf. on polycrystallin Semiconductors. Sohwaudbish Nau., 1990.
- [6] Hill R.M. // Phil. Mag. 1971. V. 23. N 181. 59 p.

Институт физики
АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
15 января 1992 г.
В окончательной редакции
10 декабря 1992 г.