

температурах 800—1000 °С, причем температура отжига не зависит от среды, в которой проводился отжиг. При дальнейшем повышении температуры отжига установлена противоположная тенденция в изменении исследованных физических величин.

1. А. с. № 286743 СССР. Способ получения кубического нитрида бора. Сирота Н. Н., Мазуренко А. М.

2. Мазуренко А. М., Добрянский В. М., Ракицкий Э. Б. и др. // Техника и технологии высоких давлений. 1990. С. 109.

3. Мазуренко А. М., Ничипор В. В. // Новые инструментальные материалы. Сер. 55.31. Инструментальное производство. Мн., 1990.

4. Курдюмов А. В., Олейник Г. С. // Кристаллография. № 41984. С. 792.

5. Курдюмов А. В., Островская Н. Ф. // Докл. АН СССР. № 1. 1982. С. 66.

6. Курдюмов А. В., // Кристаллография. 1975. Т. 20. № 5. С. 969.

7. Курдюмов А. В., Пилянкевич А. Н. и др. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. № 2. С. 338.

8. Говор Г. А., Добрянский В. М., Леусенко А. А., Чобот Г. М. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1995. № 1. С. 28.

Поступила в редакцию 03.10.94.

УДК 621. 315

А. К. ФЕДОТОВ, М. И. ТАРАСИК, А. М. ЯНЧЕНКО

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛИКРЕМНИЕВЫХ ПЛЕНКАХ ПОСЛЕ ОТЖИГА СКАНИРУЮЩИМ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧЕМ

Recombinational properties and peculiarities of carrier transport in heavily doped poly-Si layers after annealing by scanning laser beam were studied. The effective potential barriers of grain boundaries and the main carrier transport mechanisms have been determined. A qualitative model of carrier transport in the wide temperature range (4—300 K) is formulated.

Поликристаллические пленки в последнее время явились предметом интенсивных исследований вследствие их перспективности для производства полупроводниковых приборов [1]. Однако возможность их широкомасштабного применения ограничивается наличием в них электрически активных дефектов и, главным образом, границ зерен (ГЗ), которые вызывают деградацию некоторых параметров материала.

Электрическая активность ГЗ в поликристаллических полупроводниках определяется не только кристаллографической структурой, но и химическим составом границ. Об этом свидетельствуют, в частности, результаты по исследованию свойств обогащенных примесями безбарьерных ГЗ общего типа в германии. Поскольку в среднелегированном ($N_G \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$) поликремнии безбарьерных ГЗ общего типа не существует в принципе, то для изучения относительной роли сегрегации примесей в электрофизике таких границ были проведены эксперименты на сильнолегированных поликремниевых пленках. Разброс высот и положения барьеров на таких границах приводит к наличию случайного потенциального рельефа из-за изгиба зон вблизи ГЗ. Поэтому такая система, отмечалось в [2], может рассматриваться как сильнолегированный и сильнокомпенсированный полупроводник, где роль компенсирующих примесей играют пограничные состояния [3].

1. Изготовление образцов. В качестве исходного материала служили поликремниевые пленки толщиной 400 нм, полученные методом химического осаждения из паровой фазы в реакторе пониженного давления при 620 °С (см. [4]). Пленки наносились на кремниевые подложки с ориентацией (100), покрытые изолирующим слоем термического окисла SiO_2 толщиной 0,45 мкм, и имели средний размер зерен 20—50 нм. Данные эффекта Холла свидетельствуют о высокой ($(N_a - N_d) \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрации акцепторов в объеме зерен указанных пленок. С целью создания электрически активных ГЗ общего типа в таких пленках

исходные структуры обрабатывались на воздухе при температурах 20—700 °С излучением лазера на АИГ ($\lambda = 1,06$ мкм), работающем в непрерывном многомодовом режиме. Воздействие сканирующего лазерного луча диаметром 200—300 мкм с выходной мощностью 15—30 Вт и скоростью перемещения 0,3 см/с сопровождалось плавлением слоя поликремния и формированием в нем крупнозернистой столбчатой структуры (распространяющейся на всю глубину слоя) с большим числом ГЗ общего типа и двойников типа $\Sigma 3,9$. Средний размер зерен в продольном направлении увеличивался до нескольких десятков (~10—30) микрон [4, 5]. В то же время размеры областей, ограниченных ГЗ общего типа, могли достигать 50—100 мкм.

2. Электрические свойства обработанных пленок. Нами были исследованы рекомбинационные свойства и особенности транспорта носителей заряда (температурных зависимостей удельного сопротивления, вольт-амперных характеристик) в исходных и рекристаллизованных пленках в интервале 4—300 К. Методика измерения рекомбинационных параметров неравновесных носителей заряда (НЗ) описана в [5].

Анализ результатов измерения рекомбинационных характеристик поликремния показал, что исходные поликристаллические слои характеризуются эффективным временем жизни $\tau_{эф}$ ~10 мкс и сравнительно небольшими (сотые доли электрон-вольта) пограничными барьерами $\phi_{в}^{эф}$. В рекристаллизованных образцах время жизни уменьшается до единиц микросекунд, а кинетика фотопроводимости становится нелинейной и характерной для полупроводника с наличием потенциального рельефа [6]. Сублинейной становится также и зависимость сигнала фотопроводимости $\Delta\sigma$ от интенсивности возбуждающего света Φ . Проведенные на основе квантовомеханической модели барьера как двумерной тонкой потенциальной ямы с дискретным спектром энергий расчеты хода зависимостей $\Delta\sigma(\Phi)$ для разных значений величин барьера $\phi_{в}^{эф}$ и их сравнение с результатами эксперимента позволили оценить величину $\phi_{в}^{эф}$, которая составила ~0,1 эВ, хотя на отдельных образцах барьеры могли быть и более высокими [5]. Причинами уменьшения $\tau_{эф}$ после рекристаллизации могут быть, во-первых, появление термических напряжений (вследствие перераспределения примесей и введения закалочных дефектов), во-вторых, формирование более активных ГЗ в процессе лазерного воздействия.

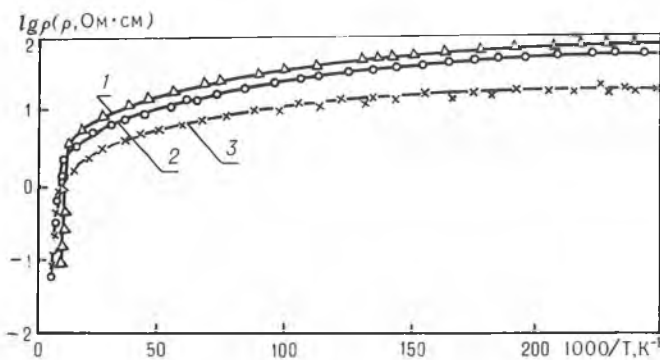


Рис. 1. Типичные температурные зависимости удельного сопротивления разных участков рекристаллизованной поликремниевой пленки:

1 — левая сторона; 2 — правая сторона; 3 — центральная часть

Исследования зависимостей $\rho(T)$ (рис. 1) в широкой области температур показали существование трех основных механизмов транспорта НЗ в рекристаллизованных пленках поликремния. При относительно высоких температурах (200—300 К) токоперенос связан с движением дырок по объему зерен. При гелиевых температурах (4—10 К) проводимость обусловлена движением НЗ вдоль ГЗ. Она характеризуется весьма

низкими энергиями активации ($-0,2-0,5$ эВ) и описывается теорией протекания [3, 7]. В промежуточной области температур ($50-200$ К) проводимость ограничена межзеренными барьерами с эффективной высотой ϕ_B до $0,1$ эВ и также может быть описана на основе теории протекания.

Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) рекристаллизованных пленок при различных температурах подтвердили эти результаты. В области высоких (комнатных) температур, где определяющим является перенос дырок по объему зерен, наблюдается линейная зависимость тока от напряжения (рис. 2, кривые 1 и 2). При низких температурах ($4-200$ К) ВАХ характеризуются как линейным участком (при малых напряжениях), так и сильной неомичностью типа [3, 7]

$$I = I_0 \exp \left((U/U_0)^{1/2} \right) \quad (1)$$

при напряжениях $U > 0,5$ В. Такой вид ВАХ свойственен перколяционным системам (с крупномасштабным рельеф-потенциалом) и хорошо описывается известной моделью Шкловского—Эфроса [7]. Обработка ВАХ в области справедливости соотношения (1) позволила оценить пространственный масштаб рельеф-потенциала неоднородностей L_0 и радиус корреляции (размеры проводящих кластеров) L_c в разных температурных областях на основе известных соотношений [7]:

$$L_c = L_0 (V_0/kT)^{0,9}, \quad (2)$$

$$L_0 = \frac{kT (kT/V_0)^{0,9}}{eU^*}, \quad (3)$$

где $U^* = CU^2 (V_0/kT)^{0,1}$ — значение напряжения, при котором начинает выполняться закон Шкловского—Эфроса (1). При этом разброс амплитуд потенциального рельефа V_0 определялся энергией активации НЗ, определяемой из зависимостей $\rho(T)$ в соответствующих областях температур, а константа $C \approx 1$ [7]. Результаты расчетов при трех характерных

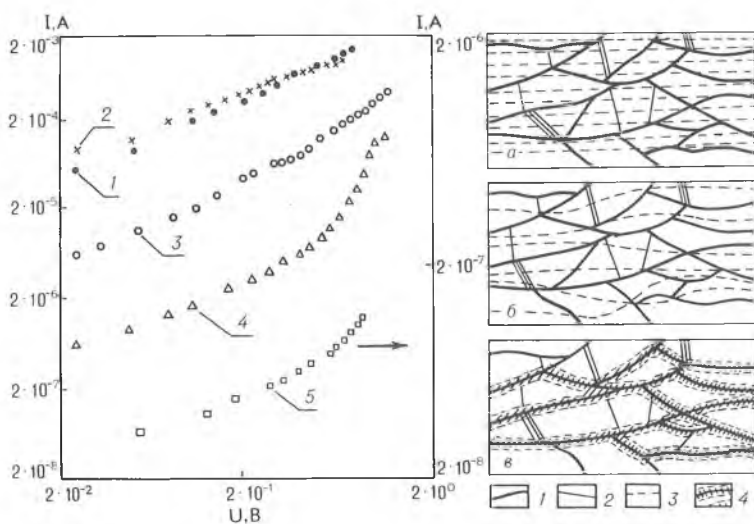


Рис. 2. ВАХ рекристаллизованной излучением лазера поликремниевой пленки при различных температурах:

1 — $T = 300$ К; 2 — 246,3; 3 — 186,9; 4 — 77,4; 5 — 4,2 К

Рис. 3. Система путей протекания НЗ при комнатных (а), азотных (б) и гелиевых (в) температурах:

1 — границы зерен общего типа; 2 — специальные границы зерен; 3 — пути протекания от зерна к зерну через барьеры; 4 — пути протекания вдоль границ зерен общего типа

температурах для одного из образцов, представленные в таблице, свидетельствуют о разных масштабах рельеф-потенциала (неоднородностей), определяющего токоперенос в области гелиевых и промежуточных температур. Так, в области температур $50-200$ К масштаб неоднород-

ностей L_0 весьма близок к размерам зерен (точнее тех участков, которые ограничены ГЗ общего типа). Более высокие по сравнению с L_0 значения радиусов корреляции L_c в этом случае могут свидетельствовать о том, что не все ГЗ общего типа препятствуют движению дырок по пленке, создавая барьеры на пути НЗ. Резкое снижение (на два порядка) значений L_0 и L_c в области гелиевых температур, по-видимому, свидетельствует о неоднородном распределении пограничных состояний (оборванных связей и примесей) вдоль многосвязной поверхности ГЗ после лазерного отжига с масштабом неоднородности порядка нескольких микрон*.

Таким образом, полученные экспериментальные данные ($\rho(T)$, $R_n(T)$, ВАХ) и результаты расчетов свидетельствуют о радикальном изменении системы токовых путей в рекристаллизованных пленках поликремния при понижении температуры от комнатной до гелиевой. Схематическое изображение этой трансформации системы токовых путей представлено на рис. 3. Поясним смысл этих рисунков.

Параметры электропереноса в модели Шкловского—Эфроса при различных температурах

T, K	V_0 , мэВ	L_0 , мкм	L_c , мкм
186,9	8,80	103,00	475,00
77,4	8,80	115,00	1170,00
4,2	0,39	5,25	4,26

При относительно высоких (комнатных) температурах энергия дырок достаточно велика, чтобы преодолеть пограничные барьеры на электрически активных ГЗ. Это связано с тем, что, несмотря на высокую плотность пограничных состояний, обусловленную сильной неравновесностью ГЗ общего типа, эффективная высота указанного барьера в среднем не превышает 0,1 эВ из-за высокого уровня легирования пленок. Поэтому при комнатных температурах токовые пути между электрическими контактами образцов будут практически параллельны друг другу и однородно распределены по сечению образца (рис. 3, а).

При понижении температуры энергия дырок уменьшается и токовые пути искривляются, поскольку носителям выгодно идти через места с пониженными пограничными барьерами (рис. 3, б). Существование таких мест обусловлено неоднородностью барьера по поверхности ГЗ общего типа в основном, по-видимому, из-за наличия тройных и четверных стыков границ, где наблюдается наибольшая сегрегация примесей [8], а также, возможно, из-за малого радиуса закругления таких границ или их отдельных участков [9]. В этом случае становится понятной отмечаемая близость пространственных размеров флуктуаций потенциала к размерам участков пленок, заключенных между границами зерен общего типа (~100 мкм).

При достижении гелиевых температур проводимость по объему зерен практически вымораживается и концентрация дырок, двигавшихся вдоль токовых путей, изображенных на рис. 3, б, становится ничтожно малой. В результате ток будет течь лишь вдоль ГЗ общего типа (рис. 3, в), подчиняясь законам перколяции, однако с иным (более мелким) пространственным масштабом флуктуаций потенциала (порядка нескольких микрон). Физических причин существования новых путей протекания может быть две. Одна из них может быть обусловлена наличием глубоких ловушек вдоль сложной самопересекающейся поверхности ГЗ общего типа, приводящих к изгибу краев энергетических зон. В случае пересечения края валентной зоны уровнем Ферми в окрестности таких флуктуаций потенциала могут возникнуть области, обогащенные дырками толщиной в несколько межатомных расстояний [10]. Вторая возможная причина — сегрегация примесей по ГЗ общего типа. На

* В исходных (нерекристаллизованных) пленках нелинейность ВАХ связана с пограничными барьерами, и величины L_0 и L_c не зависели от температуры. При этом величины L_0 и L_c (- единиц нм) не коррелировали с размерами зерен.

существование такого механизма указывалось при исследовании низкотемпературного транспорта самых разных полупроводниковых поликристаллов [11—15].

Учитывая малость эффективного пограничного барьера в исследованных пленках поликремния ($< 0,1$ эВ), роль первой причины (изгиб зон) в появлении относительно мелкомасштабной системы путей протекания вдоль поверхности ГЗ общего типа маловероятна. В то же время вероятность сегрегации примесей вдоль таких границ в процессе лазерной рекристаллизации столь сильнолегированных пленок поликремния весьма высока. Поэтому наиболее вероятной причиной возникновения перколяционного транспорта НЗ при гелиевых температурах является сегрегация примесей по границам зерен. В этом случае относительно малый масштаб флуктуаций потенциала вдоль ГЗ естественно связать с масштабом неоднородностей в распределении сегрегированных примесей (и пограничных состояний) по поверхности границ.

1. Kamins T. Polycrystalline Silicon for Integrated Circuit applications. Boston, 1988.
2. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1971. Т. 33. С. 488.
3. Apanagostoroulos A. et al. // Phys. Stat. Solidi. 1990. V. 158. P.K53.
4. Дружинин А. А., Ермаков А. В., Когут И. Т. и др. // Физическая электроника. 1988. № 36. С. 77.
5. Диухе Д. А., Тарасик М. И., Федотов А. К., Янченко А. М. // Деп. в ВИНТИ 31.08.90. № 14836-B90.
6. Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. № 2. С. 209.
7. Шкловский Б. И. // ФТП. 1979. Т. 13. С. 53.
8. Артемьев А. В., Фионова Л. К. // Препринт ИПТМ и ОМ АН СССР. Черноголовка, 1987. С. 1.
9. Scholl E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1434.
10. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974.
11. Fedotov A., Evtdoy V., Fionova L. et al. // Phys. Stat. Solidi (a). 1990. V. 119. № 2. P. 523.
12. Fedotov A., Evtdoy V., Fionova L. et al. // J. Cryst. Growth. 1990. V. 104. P. 186.
13. Федотов А. К., Ильяшук Ю. М., Евдотий Б. Н., Кац Е. А. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1991. № 7261. С. 12.
14. Джульде Д. А., Добрего В. П., Ильяшук Ю. М. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2391.
15. Moller H. G. et al. // Polycrystalline Semiconductors: Grain Boundaries and Interfaces: Proc. Int. Sympos., Malente, Aug. 29—Sept. 2, 1988. Berlin, 1989.

Поступила в редакцию 07.10.94.