

06

Гальваномагнитные свойства эпитаксиальных пленок 3C—SiC, выращенных на основе подложек гексагонального SiC

© А.А. Лебедев, П.Л. Абрамов, Н.В. Агринская, В.И. Козуб,
А.Н. Кузнецов, С.П. Лебедев, Г.А. Оганесян,
Л.М. Сорокин, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Lev.Sorokin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 1 мая 2007 г.

Эпитаксиальные пленки 3C—SiC выращены на основе подложек 6H—SiC методом сублимационной эпитаксии в вакууме. Проведено исследование эффекта Холла и магнетосопротивления данных гетероструктур в диапазоне температур 1.4—300 К. При гелиевых температурах обнаружено низкое сопротивление образцов и появление отрицательного магнетосопротивления в слабых полях (~ 1 Т). Анализ полученных результатов показывает, что низкое сопротивление, скорее всего, связано с переходом металл—изолятор в эпитаксиальных пленках 3C—SiC.

PACS: 73.50.Jt, 72.20.Mу, 75.70.Ak

Известно, что кубический карбид кремния (3C—SiC) является одним из наиболее интересных политипов SiC. 3C—SiC обладает наибольшей среди политипов SiC подвижностью электронов ($1200 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$), и в нем отсутствует деградация, связанная с образованием дефектов упаковки (SF) при пропускании больших плотностей прямых токов [1]. Остальные параметры 3C (критическое электрическое поле, максимальные рабочие температуры, скорость насыщения электронов, теплопроводность) незначительно отличаются от параметров гексагональных политипов. Таким образом, 3C—SiC является весьма перспективным материалом для создания различных типов полупроводниковых приборов. Однако до настоящего времени не было создано технологии выращивания объемных кристаллов 3C—SiC. Поэтому основным методом

получения пленок 3C–SiC является его гетероэпитаксия на подложках других материалов.

Целью настоящей работы было исследование эффекта Холла и магнетосопротивления эпитаксиальных пленок 3C–SiC, выращенных на основе 6H–SiC.

Эпитаксиальные слои 3C–SiC были выращены методом сублимационной эпитаксии в вакууме (СЭВ) на грани (0001)C подложек 6H–SiC, изготовленных по методу Лэли. Проведенные исследования показали хорошее структурное совершенство эпитаксиальных слоев, а также отсутствие каких-либо переходных областей между 3C–SiC эпитаксиальным слоем и 6H–SiC подложкой [2,3]. Подложки имели *n*-тип проводимости ($N_d - N_a \sim 3 - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), эпитаксиальные слои также были *n*-типа проводимости с концентрацией $N_d - N_a \sim 0.6 - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Были выращены эпитаксиальные слои в диапазоне толщин 5–190 μm .

Для проведения измерений из эпитаксиальных структур были вырезаны квадраты размером $6 \times 6 \text{ mm}^2$. К ним были изготовлены омические контакты вжиганием Ni с подслоем титана при температуре $\sim 900 \text{ C}$. К этим контактам были припаяны индием медные проволочки для присоединения образцов к контактным площадкам держателя.

Измерения проводились по четырехзондовой схеме, с использованием методики постоянного тока. Холловская составляющая напряжения на потенциальных контактах образца и магнетосопротивление выделялись усреднением сигнала при изменении направления магнитного поля $+B$, $-B$, и направления протекания тока $+I$, $-I$.

При комнатной температуре проводимость образцов, по-видимому, определялась проводимостью подложки. Согласно измерению эффекта Холла, концентрация носителей и их подвижность при 300 К составила $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $40 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ соответственно. Эти значения близки к литературным данным для сильнолегированных образцов 6H–SiC [4]. Следует отметить, что сопротивление образцов 6H–SiC такой же геометрии, но без эпитаксиального слоя 3C–SiC, уже при температуре жидкого азота было в среднем на 1–2 порядка выше (рис. 1), что связано с большей энергией ионизации донорных уровней азота в 6H–SiC ($E_c - 0.081$; $E_c - 0.092$ и $E_c - 0.142$ [5]), по сравнению с 3C–SiC ($E_c - 0.03$ [6]; $E_c - 0.053 - 0.056 \text{ eV}$ [7,8]). С понижением температуры сопротивление структур 3C–SiC/6H–SiC увеличивалось по закону, близкому к экспоненциальному, а затем (при $T < 50 \text{ K}$) $\sim T^{1/3}$. При этом численное значение сопротивления оставалось достаточно малым

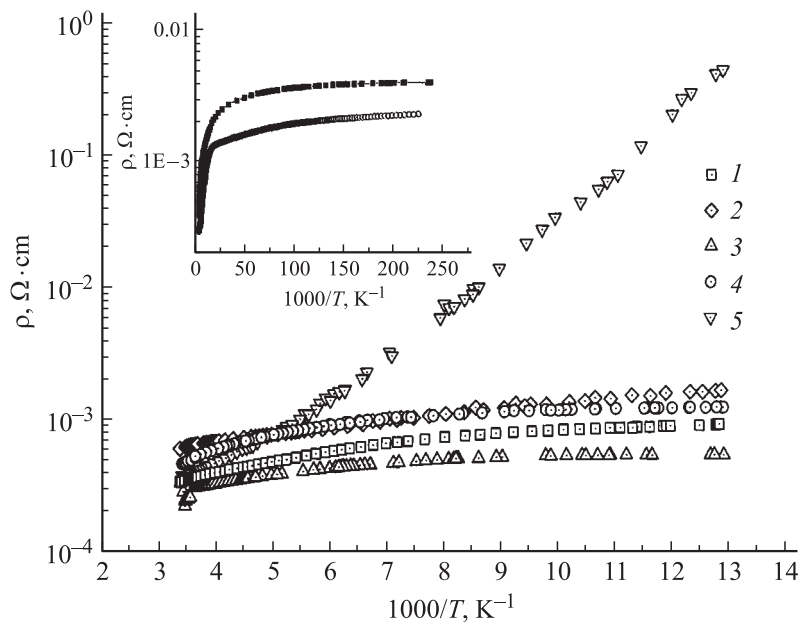


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления исследованных образцов в диапазоне температур 77–300 К: 1–4 — гетероструктуры 3С–SiC/6Н–SiC с разным уровнем легирования слоя 3С; 5 — подложка 6Н–SiC. На вставке удельное сопротивление гетероструктур 3С–SiC/6Н–SiC в диапазоне температур 4.2–300 К.

по абсолютной величине ($\sim 2 \Omega$ при 1.5 К). Такое поведение температурной зависимости проводимости (σ): $\sigma \sim \alpha + T^{1/3}$ характерно для 3D систем на металлической стороне перехода металл–изолятор, если время сбоя фазы $\sim T^{-1}$ [9].

На рис. 2 представлена наиболее характерная зависимость магнетосопротивления образца при $T = 1.4$ К при различных направлениях магнитного поля относительно плоскости гетероперехода. Как видно из рисунка, при поле, параллельном плоскости гетероперехода, величина сопротивления практически не зависит от величины магнитного поля вплоть до $B = 1$ Т. При направлении поля перпендикулярно плоскости гетероперехода наблюдается уменьшение сопротивления R с увели-

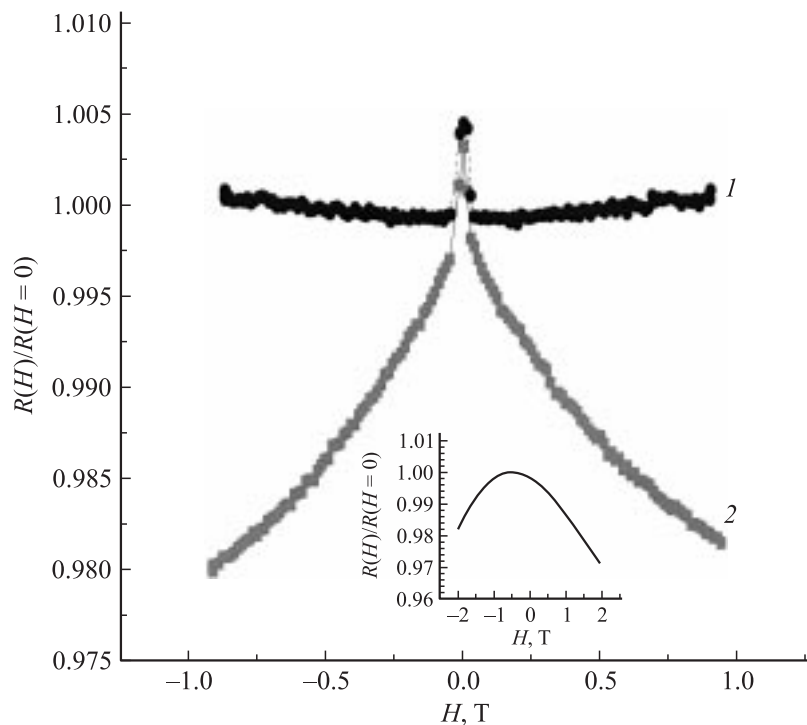


Рис. 2. Зависимость сопротивления образца от магнитного поля: *1* — поле \parallel плоскости гетероперехода, *2* — поле \perp плоскости гетероперехода. Ток через образец 1 мА, $T = 1.4$ К. На вставке: зависимость сопротивления образца от магнитного поля ($H \perp$ плоскости перехода). Ток через образец $250 \mu\text{A}$, $T = 4.2$ К.

чением напряженности магнитного поля B . Величина $R(H)/R(H=0)$ составила $\sim 2\%$. Появление отрицательного магнетосопротивления (ОМС) в направлении \perp плоскости гетероперехода может служить признаком квазиметаллической проводимости по двумерному слою [10]. Если анизотропия сопротивления слабая, то появление ОМС является проявлением поправок к проводимости, связанной со слабой локализацией в 3D системе.

Скачок величины R вблизи нулевого значения магнитного поля не наблюдается при $T = 4.2$ К (рис. 2) и связан, по-видимому, с переходом в сверхпроводящее состояние индиевых контактов с понижением температуры до 1.4 К (критическая температура сверхпроводящего перехода индия $T_c = 3.4$ К, критическое магнитное поле $H_c = 0.028$ Т при $T \rightarrow 0$ К). Как было показано ранее [11], такой переход может сопровождаться увеличением сопротивления контакта сверхпроводящего и несверхпроводящего металлов.

Было обнаружено, что с увеличением напряженности магнитного поля (до 15 Т) наблюдается переход отрицательного магнетосопротивления в положительное (при $H \sim 1-2$ Т). Такой переход от металла к изолятору с ростом H наблюдался в ряде полупроводников (Ge:As) в результате сужения масштаба волновых функций. Однако сами значения H , при которых происходит переход, кажутся малыми.

В области гелиевых температур также был измерен эффект Холла и определено значение постоянной Холла (R_H). На основе полученных данных была рассчитана концентрация двумерных носителей (n_S) по формуле $n_S = B/eR_H$, где e — заряд электрона. Величина n_S составила $6-9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что существенно превосходит характерные значения для двумерной системы ($n_S \sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-2}$).

Столь высокое расчетное значение n_S , а также отсутствие осцилляций магнетосопротивления в сильных полях, указывает на то, что наблюдавшиеся эффекты связаны не с двумерной, а с объемной проводимостью исследовавшихся образцов. Так как подложка 6Н-SiC обладает при низких температурах большим сопротивлением, то, очевидно, что наблюдавшаяся проводимость связана с эпитаксиальным слоем 3С-SiC. В пользу этого утверждения говорит ход температурной зависимости σ при низких T и обратно пропорциональная зависимость удельного сопротивления образцов ($T = 77$ К) от величины $N_d - N_a$ в слое 3С-SiC (рис. 3).

Возможным объяснением низкого сопротивления образцов при $T \sim 1.5$ К может быть переход металл-изолятор в эпитаксиальной пленке 3С-SiC. Отметим, что подобный переход для 4Н-SiC наблюдался при концентрации $N_d - N_a \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [12,13], более чем в 3 раза большей, чем в исследованных нами образцах. Однако в 4Н-SiC атомы азота образуют два донорных уровня ($E_c - 0.052$ eV и $E_c - 0.092$ eV) с равными концентрациями [14], что обычно связывается с наличием двух неэквивалентных положений для атомов в кристаллической решетке 4Н.

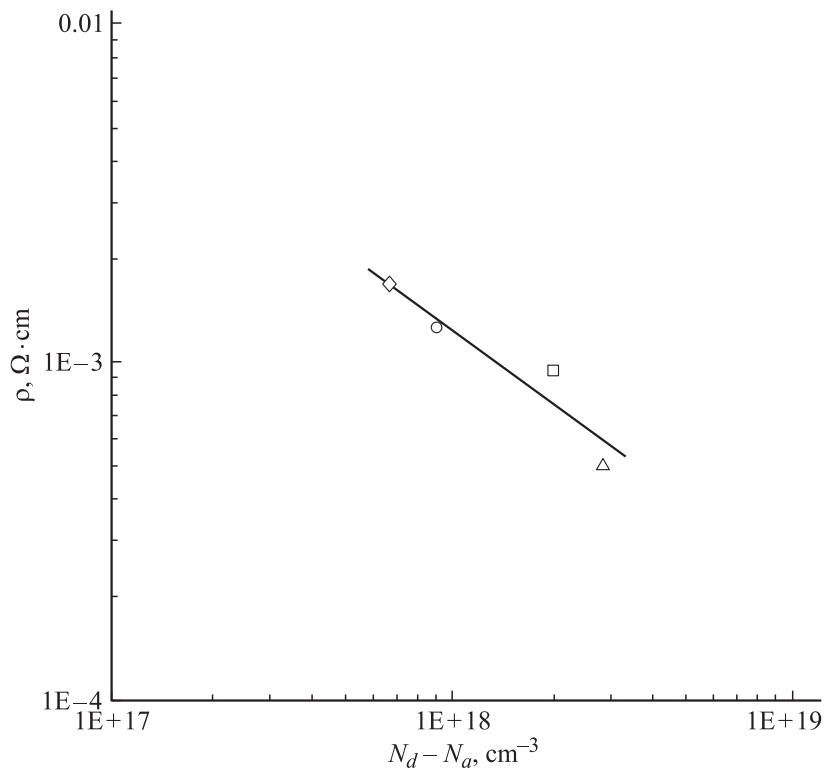


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления гетероструктур 3C-SiC/6H-SiC при $T = 77$ К от объемной концентрации $N_d - N_a$ в эпитаксиальном слое 3C-SiC.

В 3C-SiC существует только один уровень азота, энергия ионизации которого по данным различных авторов находится в диапазоне $E_c - 0.03 \dots 0.05$ eV [6-8]. Так как в образовании примесной зоны будет участвовать только более мелкий донор, то, очевидно, что в 4H-SiC концентрация этих доноров будет как минимум в два раза меньше, чем величина $N_d - N_a$. А с учетом того, что сильно легированные образцы SiC обычно сильно компенсированы и, в первую очередь, будут компенсированы наиболее мелкие уровни, можно заключить,

что концентрация более мелких доноров в работах [12,13] была еще меньше и не сильно отличалась от значений в исследованных нами образцах.

В ходе работы впервые были проведены гальваномагнитные исследования гетероструктур 3С–SiC/6Н–SiC при гелиевых температурах и обнаружено низкое сопротивление образцов и появление отрицательного магнетосопротивления в слабых полях (~ 1 Т). Анализ полученных результатов показывает, что низкое сопротивление, скорее всего, связано с переходом металл–изолятор в эпитаксиальных пленках 3С–SiC. Наблюдавшееся ОМС может быть связано со структурной анизотропией эпитаксиальной пленки 3С. Пока остается невыясненным вопрос, существует ли двумерная проводимость у интерфейса 3С–SiC/6Н–SiC? В исследовавшихся в настоящей работе образцах высокая проводимость слоя 3С–SiC шунтировала область возможной двумерной проводимости. Для ее исследования в гетероструктурах 3С–SiC/6Н–SiC, по-видимому, необходимо снижение концентрации $N_d - N_a$ в эпитаксиальных слоях 3С–SiC до значений $\leq 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ — 07-02-00919а и гранта KVA Шведской академии наук.

Список литературы

- [1] *Lebedev A.A.* // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. V. 21. P. R17–R34.
- [2] *Lebedev A.A., Strel'chuk A.M., Savkina N.S., Bogdanova E.V., Tregubova A.S., Kuznetsov A.N., Davydov D.V.* // *Material Science Forum.* 2003. V. 433–466. P. 427–430.
- [3] *Лебедев А.А., Зеленин В.В., Абрамов П.Л., Богданова Е.В., Лебедев С.П., Нельсон Д.К., Разбирин Б.С., Щеглов М.П., Трегубова А.С., Suvajarvi M., Yakimova R.* // *ФТП.* 2007. Т. 41. В. 3. С. 273.
- [4] *Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S.* *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* John Wiley & Sons. Inc., 2001.
- [5] *Suttrop W., Pensl G., Choyke W.J., Steine R., Leibenzeder S.* // *J. Appl. Phys.* 1992. V. 72. P. 3708.
- [6] *Карбид кремния* / Под ред. Г. Хэниша и Р. Роя. М.: Мир, 1972.
- [7] *Kuwabara H., Yamataka K., Yamada S.* // *Phys. Stat. Solid. A.* 1976. V. 37. P. K157–K161.

- [8] *Dean P.J., Choyke W.J., Patric L.* // J. Lumin. 1977. V. 10. P. 299–314.
- [9] *Гантмахер В.Ф.* Электроны в неупорядоченных средах. М.: Физматлит, 2003.
- [10] *Meyer J.S., Atland A., Altshuler B.L.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. N 20. P. 206 601.
- [11] *Agrinskaya N.V., Kozub V.I., Chernyaev A.V., Shamshur D.V.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 08533.
- [12] *Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Тиснек Т.В., Мохов Е.Н.* // ФТП. 2003. Т. 37. В. 7. С. 874.
- [13] *Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Тиснек Т.В., Мохов Е.Н.* // ФТП. 2004. Т. 38. В. 7. С. 816.
- [14] *Chen C.Q., Zeman J., Engelbrecht F., Peppermuler C., Helbig R., Chen Z.H., Martinez G.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 8. P. 3800.