

06

Исследование пленок 3C-SiC, выращенных на грани (0001) C подложек 6H-SiC

© А.А. Лебедев, В.В. Зеленин, П.Л. Абрамов, С.П. Лебедев,
А.Н. Смирнов, Л.М. Сорокин, М.П. Щеглов, R. Yakitova

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
IFM, Linkoping University, Linkoping, Sweden
E-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 января 2007 г.

Проведено исследование пленок 3C-SiC, выращенных на подложках (0001) C 6H-SiC методом сублимационной эпитаксии в вакууме. Методом рентгеновской дифрактометрии показано достаточно высокое структурное совершенство полученных эпитаксиальных слоев. Проведенное исследование спектров рамановского рассеяния показало, что эпитаксиальный слой 3C-SiC вырос непосредственно на подложке 6H-SiC, без образования каких-либо переходных слоев. Сделан вывод, что данные структуры пригодны для исследования двумерного электронного газа у гетероперехода 3C-SiC/6H-SiC.

PACS: 68.55.Ac, 68.65.-k

Известно, что карбид кремния (SiC) обладает возможностью кристаллизоваться в различных модификациях (политипах). Политипы SiC, имея одинаковую химическую природу, могут значительно отличаться по своим электрофизическим параметрам. Это делает SiC весьма перспективным материалом для создания различных типов гетероструктур [1]. Обычно подобные гетероструктуры создаются выращиванием эпитаксиальной пленки кубического политипа карбида кремния (3C-SiC) на основе гексагональной подложки SiC [2,3].

Известно также, что для гомоэпитаксии технологически более выгодной является „кремневая“ грань (0001) Si гексагональной подложки SiC, которая обычно и используется для создания полупроводниковых приборов на основе карбида кремния. В то же время, согласно [4], более структурно-совершенные пленки 3C-SiC получают на „углеродной“ (0001) C грани гексагональной подложки SiC.

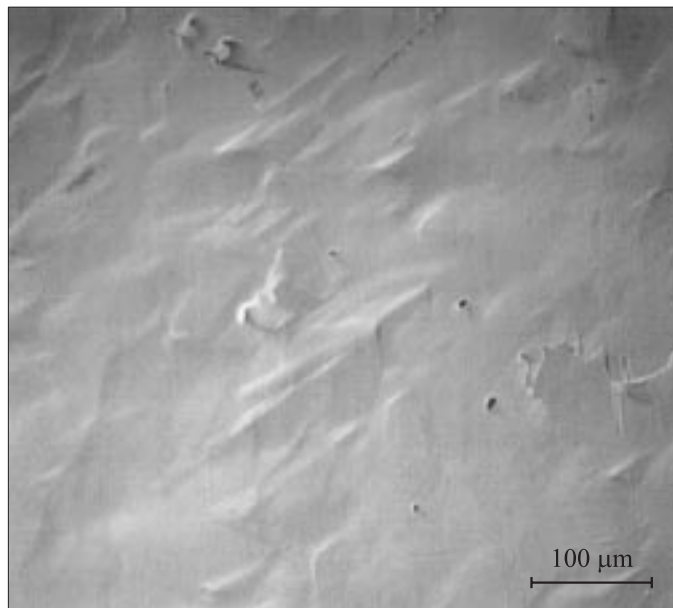


Рис. 1. Фото поверхности эпитаксиальной пленки 3C-SiC.

Целью настоящей работы было получение и исследование гетероструктур 3C-SiC/6H-SiC на грани (0001) C подложки 6H-SiC.

Рост эпитаксиальных слоев 3C-SiC осуществляли методом сублимации в вакууме [5]. Для роста использовались подложки 6H-SiC, выращенные методом Лэли, либо коммерческие подложки производства фирмы CREE (США). Детали технологического процесса изложены в нашей предыдущей работе [6].

Полученные эпитаксиальные слои имели *n*- и *p*-тип проводимости, в зависимости от состава использовавшегося ростового источника. Поверхность выращенных слоев выглядела зеркально-гладкой, а при большем увеличении можно было заметить рельеф (рис. 1), характерный для эпитаксиальных пленок 3C-SiC. На поверхности проявляются треугольники или остроугольные „галочки“, это признак кубической фазы на плоскости (111).

Рентген-дифракционные характеристики однодвойниковой структуры слоя 3C-SiC

3C-SiC $a_{3C} = 4.3600 \text{ \AA}$					
6H-SiC $a_{6H} = 3.0812 \text{ \AA}$ $C/n = 2.5198 \text{ \AA}$					
(hkl)	ω_θ	d	a_{3C}	$a^* = a_{3C}/\sqrt{2}$ $C/n^* = a_{3C}/\sqrt{3}$	Δa^* $\Delta C/n^*$
(311)	65''	3.3166	4.3599	3.0831	0.0019
(331)	35''	1.0003	4.3600	3.0830	0.0018
(420)	85''	0.9749	4.3601	3.0831	0.0019
(222)	50''	1.2586	4.3601	2.5173	-0.0025

Структура выращенных слоев характеризуется относительно низкой плотностью междвойниковых границ, и лучшие образцы представляли собой практически единую область, занимающую 80% площади всего образца $\sim 0.5 \text{ cm}^2$ [6]. С помощью трехкристальной дифрактометрии получены характеристики нескольких брэгговских рефлексов для „однодвойниковой“ структуры. Результаты измерений представлены в таблице. Полученные результаты межплоскостных расстояний d для всех рефлексов достаточно точно совпадают с расчетным значением $\text{const} = a_{3C}$ для кубического политипа, что свидетельствует об отсутствии деформации в решетке слоя. Значения полуширин кривых качания ω_θ (см. таблицу) почти в два раза больше величин, типичных для структуры с большой плотностью междвойниковых границ. Параметр несоответствия решеток слоя и подложки $\Delta a^* = a_{3C}^* - a_{6H}$, составляющий величину $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, приводит, как правило, к деформации решетки слоя на границе раздела слой-подложка. Деформация уменьшается за счет частичной релаксации напряжений на междвойниковых границах в случае „двойникового“ структуры. При отсутствии механизма „двойникового“ уменьшение напряжений происходит за счет нарушений иного типа, которые и влияют на уширение кривых качания. В этом случае методами рентгеновской топографии хорошо наблюдается ячеистый характер структуры дефектов. Следует отметить, что полученные полуширины рентгеновских кривых качания значительно меньше, чем у слоев 3C-SiC, выращенных на подложках Si, где они составляют более 100 arcsec [7].

Для исследования эпитаксиальных слоев 3C-SiC, а также качества интерфейса между кубическим эпитаксиальным слоем и гексагональной подложкой использовалась рамановская спектроскопия. Рамановские спектры измерялись при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния $z(y\bar{y})\bar{z}$ (здесь направление z совпадает с направлением роста слоев) с помощью автоматизированной установки на основе двойного решеточного монохроматора ДФС-24. В качестве источника возбуждения использовался Ar^+ -лазер с длиной волны 488 nm. Спектральное разрешение составляло 1.8 cm^{-1} . Калибровка спектров проводилась по линиям Ne-лампы.

Согласно правилам отбора, в рамановских спектрах, записанных в геометрии $z(y\bar{y})\bar{z}$, должны наблюдаться для гексагонального кристалла 6H-SiC фононы симметрии $E_1(\text{TO})$, $E_2(\text{TO})$ и $A_1(\text{LO})$, а для 3C-SiC поперечный (TO) и продольный (LO) фононы симметрии F_2 [8].

Рамановские спектры, записанные на подложке и в точке на наращенном слое, представлены на рис. 2, *a* (нижний и верхний спектры соответственно). Анализ показывает, что нижний спектр соответствует политипу 6H-SiC, а верхний спектр — политипу 3C-SiC. Следует отметить, что никаких линий, соответствующих другим политипам SiC, в спектрах не наблюдается. Из спектров для 3C-SiC видно, что интенсивность TO фонона больше, чем интенсивность LO фонона. Такое соотношение характерно для рамановских спектров, полученных на слоях 3C-SiC(111) [9]. Полуширина линии TO фонона равна 2.6 cm^{-1} , что позволяет сделать вывод о высоком структурном качестве слоя 3C-SiC. Средний спектр на рис. 2, *a* получен с границы раздела подложки и наращенного слоя. Видно, что в спектре присутствуют только линии, соответствующие политипам 6H-SiC и 3C-SiC. Таким образом, можно утверждать, что в процессе роста происходит переход от 6H-SiC к 3C-SiC без образования какого-либо значительного по толщине слоя другого политипа SiC.

Известно, что в том случае, когда частоты продольных оптических фононов в кристалле и плазменных колебаний свободных носителей заряда сравнимы по порядку величины, вследствие взаимодействия этих двух типов продольных колебаний возникают смешанные плазмон-фононные моды (*PLP*) [10,11]. Анализ частотного положения и формы таких мод позволяет оценивать концентрацию и подвижность свободных носителей заряда [10,11].

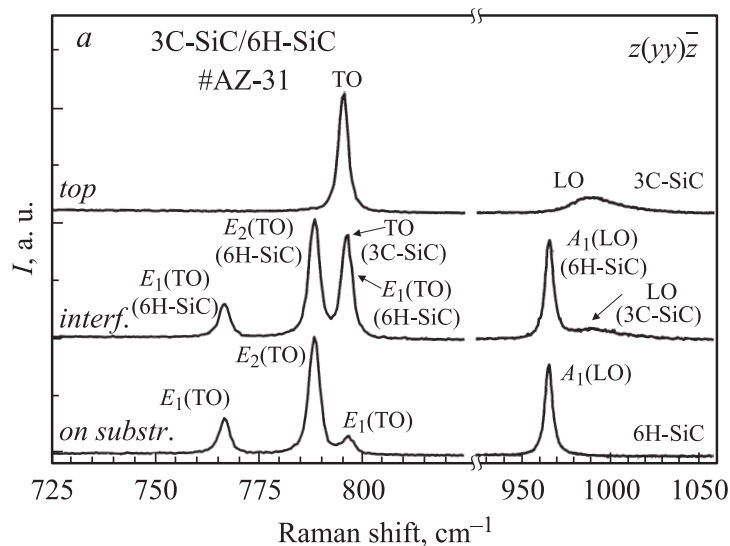


Рис. 2. *a* — рамановские спектры, полученные на структуре 3C-SiC/6H-SiC. Нижний спектр получен на слое 6H-SiC, средний — на границе раздела 3C-SiC/6H-SiC, верхний — на наращенном слое 3C-SiC. *b* — рамановский спектр 3C-SiC в области продольного (LO) фонона. Стрелкой показано положение LO фонона для слоев 3C-SiC с низкой концентрацией свободных электронов. Пунктирная кривая показывает результат расчета контура плазмон-фононной (PLP^+) линии (см. текст). Широкая полоса (SO) в области 1100 cm^{-1} относится к спектру второго порядка.

На рис. 2, *b* представлен рамановский спектр в области LO фонона, полученный на наращенном слое 3C-SiC. Стрелкой показано положение LO фонона в кристалле 3C-SiC с низкой ($< 10^{16}\text{ cm}^{-3}$) концентрацией свободных электронов. Наблюдаемый высокочастотный сдвиг фононной линии относительно этого положения связан с наличием в слое свободных электронов. Пунктирной линией представлен результат расчета контура этой линии в рамках модели, развитой Клейном [10]. В качестве подгоночных параметров использовались частота плазмона ω_p , скорость затухания плазмона γ и скорость затухания фонона Γ . Исходя из полученных данных о частоте ω_p и скорости затухания плазмона γ , можно определить концентрацию

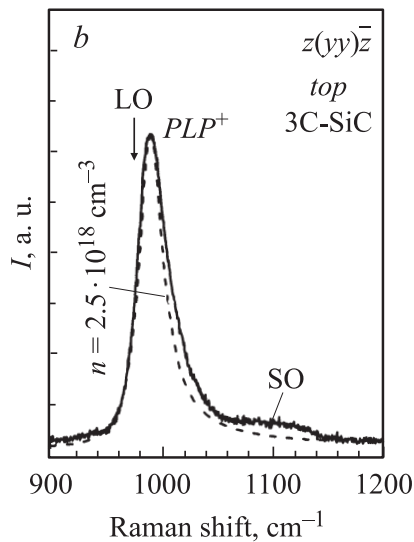


Рис. 2 (продолжение).

$n = \epsilon_{\infty} \frac{m^* \omega_p^2}{4\pi e^2}$ и подвижность свободных носителей заряда $\mu = \frac{e}{m^* \gamma}$, где e — заряд электрона, $\epsilon_{\infty} = 6.57$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость и $m^* = 0.313m_0$ — эффективная масса электронов для 3C-SiC [11]. Наши расчеты показали, что в слое 3C-SiC концентрация равна $n = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, а подвижность $\mu \sim 60 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Полученное значение n близко к значению, полученному из $C-V$ характеристик ($\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), а значение подвижности — к литературным данным для подвижности в пленках 3C-SiC ($\sim 100 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) с таким же уровнем легирования [12].

Проведенные исследования показали, что пленки 3C-SiC, выращенные на (0001)С подложках 6H-SiC обладают достаточно высоким структурным совершенством. Также было обнаружено, что гетеропереход между 3C-SiC и 6H-SiC является резким и не содержит каких-нибудь переходных слоев. В целом можно сделать вывод, что данные структуры пригодны для исследования двумерного электронного газа у гетерограницы 3C-SiC/6H-SiC.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 07-02-00919-а.

Список литературы

- [1] *Лебедев А.А.* // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. V. 21. R17–R34.
- [2] *Lebedev A.A., Strel'chuk A.M., Davydov D.V., Savkina N.S., Tregubova A.S., Kuznetsov A.N., Soloviev V.A., Poletaev N.K.* // *Appl. Surf. Science.* 2001. V. 184. P. 419.
- [3] *Fissel A., Schroter B., Kaiser U., Richter W.* // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 77. N 15. P. 2418.
- [4] *Водаков Ю.А., Мохов Е.Н., Роенков А.Д., Аникин М.М.* // *Письма в ЖТФ.* 1979. Т. 5. В. 6. С. 367.
- [5] *Savkina N.S., Lebedev A.A., Davydov D.V., Strel'chuk A.M., Tregubova A.S., Raynaud C., Chante J.-P., Locatelli M.-L., Planson D., Milan J., Godignon P., Campos F.J., Mestres N., Pascual J., Brezeanu G., Badila M.* // *Mat. Science & Eng.* 2000. V. B77. P. 50.
- [6] *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.
- [7] *Reyes M., Waits M., Harvey S., Shiskin Y., Geil B., Wolman J.T., Sadow S.E.* // *Mat. Science Forum.* 2006. V. 527–529. P. 307.
- [8] *Feldman D.W., H. Parker James, jr., Choyke W.J., Parker Lyle* // *Phys. Rev.* 1968. V. 173. P. 787.
- [9] *Steckl A.J., Devrajan J., Tlali S., Jackson H.E., Tran C., Gorin S.N., Ivanova L.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69. P. 3824.
- [10] *Klein M.V.* // *Light Scattering in Solids.* V. 1. Ed. by M. Cardona. Berlin: Springer, 1975.
- [11] *Yugami H., Nakashima S., Mitsuishi A., Uemoto A., Shigeta M., Furukawa K., Suzuki A., Nakajima S.* // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. P. 354.
- [12] *Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., Eds.* // *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* John Wiley & Sons, Inc., 2001.