

б) при  $1 \leq |V_0| \varepsilon_n \ln(E_c/\varepsilon_n)/v^2 \ll (E_c/\varepsilon_n)^2$

$$\omega_n = -\varepsilon_n + \frac{2\pi v^2}{|V_0| \ln(E_c/\varepsilon_n)}, \quad (16)$$

в) при  $|V_0| > (vE_c)^2/\varepsilon_n^2$

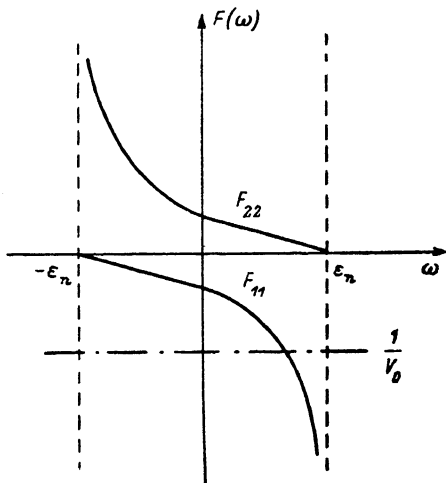
$$\omega_n = -\varepsilon_n + \frac{4\pi v^2}{|V_0|}. \quad (17)$$

Зависимость положения уровней от ширины ямы содержится в параметре  $\varepsilon_n$ : для всех  $n$  с ростом  $L$  эта величина монотонно уменьшается и стремится к  $\Delta_0$ .

Мы не приводим графиков этих зависимостей, поскольку наше рассмотрение ограничено со стороны больших  $L$  условием (1).

Отметим, что отсутствие затухания примесных состояний в области  $|\omega| < \varepsilon_n$  в соответствии с (11) и (14) связано с предполагаемой малостью «перемешивания» состояний различных подзон на потенциале  $V(\mathbf{r})$ .

Строго говоря, потенциал  $V_0 < 0$  отщепляет также виртуальный уровень от  $n$ -й валентной подзоны с энергией  $\tilde{\omega}_n >$



Вид функции  $F(\omega)$  и графическое решение уравнения (11) для уровня, отщепленного от  $n$ -й подзоны при  $V_0 < 0$ .

$> \varepsilon_n$ . Однако его размытие не меньше  $\omega_n$ , т. е. реально имеет место слабое гладкое возмущение плотности состояний в верхней подзоне размерного квантования, которым можно пренебречь.

Сделаем оценки применимости полученных выражений. Примем значения для параметров зонной структуры  $v=5 \cdot 10^{-8}$  эВ·см и  $m=0.2 m_0$ . Тогда  $k_{\max} \sim 10^{-7}$  см $^{-1}$ , и, следовательно, полученные формулы применимы для узкой квантовой ямы в несколько атомных слоев.

#### Список литературы

- [1] Bauer G. // Surf. Sci. 1986. V. 168. N 1-2. P. 462—472.
- [2] Силян А. П. // Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР. М., 1985. № 12. С. 13—16.
- [3] Lopez Gonder J., de Dios Leyva M. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 142. N 2. P. 445—453.
- [4] Кисин М. В., Петросян В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 829—833.
- [5] Волков Б. А., Панкратов О. А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 4. С. 145—148.
- [6] Esaki L. // IEEE Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1611—1624.
- [7] Bastard G. // Lect. Not. Phys. 1980. V. 133. P. 337—354.

Львовский

политехнический институт  
им. Ленинского комсомола

Получено 23.03.1989

Принято к печати 17.07.1989

ФТП, том 23, вып. 12, 1989

## ПОЛИТИПНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

Москвина Д. Р., Пецольдт Й.,  
Потапов Е. Н., Таиров Ю. М.

Ионная имплантация является наиболее эффективным методом для получения локально легированных областей с заданными параметрами в полупроводниковых материалах. В полупроводниках, обладающих множеством структурно

устойчивых модификаций (политипные или полиморфные), как при поинной имплантации [1], так и при отжиге аморфных слоев [2] возможны эффекты структурной неустойчивости, проявляющиеся в протекании фазовых переходов между отдельными кристаллическими структурами. Эти фазовые переходы (ФП) наряду с обычными видами дефектообразования приводят к значительным затруднениям при изготовлении качественных полупроводниковых структур, с одной стороны, а с другой — открывают путь к созданию новых методов изготовления гетерополитипных структур [3].

Первые указания на то, что в политипном материале карбида кремния вследствие облучения и последующего термического отжига (ТО) возможны политипные фазовые переходы, имеются в [4]. Позже подробно исследовалось влияние имплантации бора, алюминия [3] и кремния [5] в  $6H$ -SiC и последующего ТО аморфизованных слоев на их политипную структуру. При этом обнаружено, что при определенных условиях возможно протекание политипного ФП типа  $6H \rightarrow 3C$  с образованием гетерополитипной структуры. На основе полученных данных была построена неравновесно-термодинамическая модель политипного ФП, рассматривающая процесс рекристаллизации аморфизованных слоев как процесс твердофазной эпитаксии в поле кристаллической матрицы [6]. Результаты, приведенные в [6], позволяют классифицировать политипные ФП как неравновесные политипные фазовые переходы (НПФП). Однако данные, приведенные в [4], где наблюдались ФП  $4H \rightarrow 6H$ ,  $4H \rightarrow 15R$ , указывают на то, что при рекристаллизации нарушенных SiC-слоев возможны ФП с образованием термодинамически наиболее выгодных политипных структур.

К сожалению, к настоящему времени имеется мало данных об изменении структурного состояния по глубине имплантированного слоя при дозах имплантации, приводящих и не приводящих к аморфизации исходного кристалла. Поэтому целью настоящей работы явилось послойное исследование имплантированных SiC-слоев после термического отжига для выяснения областей локализации НПФП типа  $6H \rightarrow 3C$ .

Исследовались кристаллы  $6H$ -SiC, имплантированные Si дозами  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  и  $2.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$  при ускоряющем напряжении 100 кэВ, которые отжигались в температурном интервале  $900 \div 1900$  °С. Прецизионное удаление карбидокремниевых слоев осуществлялось путем анодного окисления по методике, разработанной в [7]. Определение структурного состояния в приповерхностной области проводилось с помощью электронографии на отражение в электронографе ЭМР-102. Распределение имплантированного кремния и «дефектов» рассчитывалось с использованием методики, изложенной в [8]. В качестве критерия аморфизации в точке  $X$  облученного образца использовалось выражение

$$F_D(x) D = A,$$

где  $F_D(x)$  — энергия, выделяемая в упругих соударениях,  $D$  — доза имплантации,  $A$  — постоянная, равная  $2 \cdot 10^{15}$  эВ/см $^3$  для SiC [9]. Из этого следует, что доза аморфизации поверхности при данном ускоряющем напряжении составляет  $2.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ , что хорошо согласуется с данными, полученными в [5, 9].

В результате сравнительного анализа электронограмм, полученных от образцов, подвергавшихся и не подвергавшихся ТО, и расчетных распределений дефектов и примеси получены следующие основные результаты.

1. В имплантированных слоях с дозами, меньшими дозы аморфизации, в областях между максимумом распределения дефектов и максимумом распределения примесей независимо от температуры отжига наблюдаются кластерные выделения  $3C$ -SiC. Данные выделения являются кристаллоориентированными по плоскостям  $(0001)_{6H} \parallel (111)_{3C}$ . Интенсивность дифракционных рефлексов  $I_{3C}^{(1)}$  от кластеров  $3C$ -SiC с ростом температуры смещается в направлении максимума распределения примеси (рис. 1).

2. Для кристаллов с аморфизованными слоями, подвергнутых ТО, в области температур отжига, приводящих к появлению гетерополитипной структуры  $3C$ - $6H$ -SiC, установлено, что толщина слоя двойникового  $3C$ -SiC составляет  $114 \pm 16$  нм, что меньше толщины аморфизованного слоя, равного  $130 \pm 16$  нм.

Последнее значение находится в хорошем согласии с рассчитанной толщиной аморфизованного слоя, составляющей 130 нм. В области без предварительной аморфизации в пределе распределения примеси возможно протекание частичных НПФП типа  $6H \rightarrow 3C$ , аналогичных вышеописанным (рис. 2). Между этими

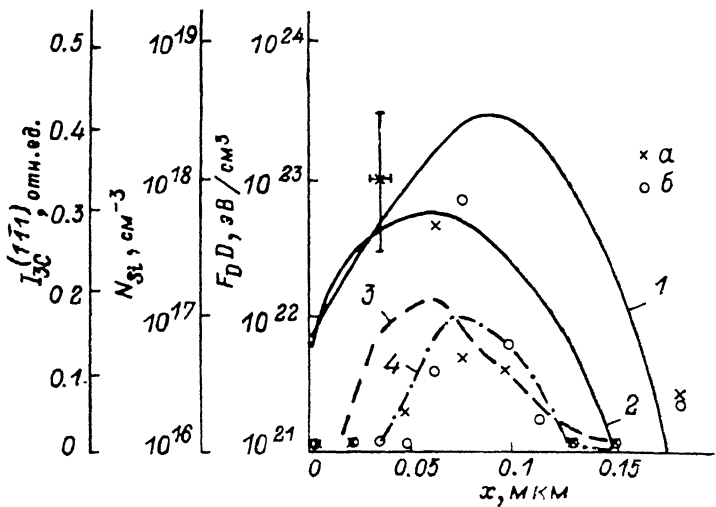


Рис. 1. Распределение кластеров 3C-SiC в матрице 6H-SiC по глубине образца. 1 — распределение имплантированного Si до ТО, 2 — распределение «дефектов» до ТО, 3, 4 — относительная интенсивность рефлексов 3C-SiC  $I_{3C}^{(111)}$  после ТО при 1700 (а) и 1800 °C (б).

двумя областями располагается тонкий переходный слой, характеризующийся высокой концентрацией кластеров 3C-SiC, которые образовались на начальной стадии рекристаллизации аморфизованного слоя. Это приводит к тому, что ге-

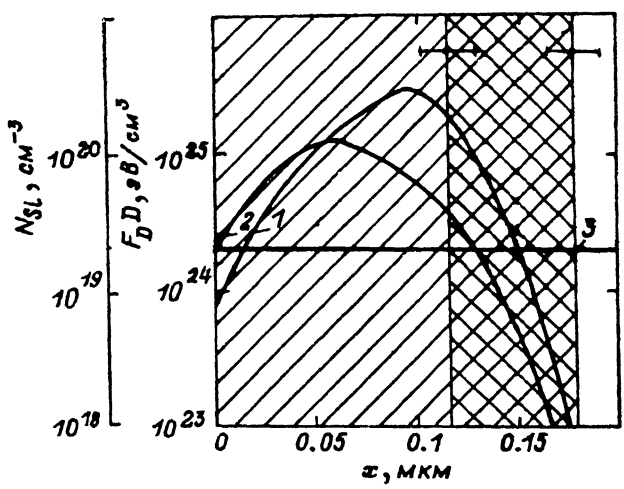


Рис. 2. Расположение областей двойникового 3C-SiC (штриховка) и кластеров 3C-SiC (двойная штриховка) после ТО в имплантированном кремнии SiC с дозой  $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . 1 — распределение имплантированного Si до ТО, 2 — распределение «дефектов» до ТО, рассчитанное по [1]; 3 — критерий аморфизации А.

теропереход не является резким и структурно совершенным. Кроме того, корреляция области двойникового 3C-SiC с аморфизованным слоем свидетельствует о том, что в общем случае гетеропереход и  $p-n$ -переход в ионно-имплантированных слоях не совпадают.

3. В кристаллах с предварительно аморфизованными слоями, которые отжигались при температурах, больших 1800 °C, при которых обеспечивается

появление полипита матрицы в области предварительной аморфизации ионной имплантацией, наблюдается протекание частичных НППФ  $6H \rightarrow 3C$ .

В [10] показано что в имплантированном кремнием  $3C-SiC$ , выращенном на Si, при дозах имплантации, приводящих и не приводящих к аморфизации, после отжига образуются кластеры дефектов, которые вызывают микродвойникование и образование дефектов упаковки, концентрация которых уменьшается с увеличением температуры отжига. Известно, что политипные ФП протекают вследствие образования и упорядочения частичных дислокаций Шокли (ЧДШ) и связанных с ними дефектами упаковки. По [11] необходимая температура для активации движения ЧДШ в карбиде кремния составляет  $800^\circ C$ , а критические сдвиговые напряжения, необходимые для свободного движения ЧДШ, составляют 9 МПа. Оценки возможных возникающих напряжений с использованием соотношений, приведенных в [12, 13], показали, что они в случае замещения кремнием углеродной вакансии или тетраэдрического междоузлия при дозе имплантации  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  достигают 2 МПа. Поэтому с учетом ориентационных соотношений и приведенных данных можно предположить, что частичные НППФ в ионно-имплантированных слоях связаны с образованием ЧДШ и дефектов упаковки вблизи кластеров дефектов, а протяженность областей НППФ, возможно, определяется полем напряжений, создаваемым кластером дефектов.

Проведенные исследования показывают, что в результате термического отжига имплантированных слоев в  $6H-SiC$  возможны частичные и полные НППФ типа  $6H \rightarrow 3C$ . Область протекания полных НППФ определяется вышеприведенным критерием. Это дает основание полагать, что, варьируя ускоряющее напряжение, дозу имплантации и примеси, можно создать сложные локальные гетерополитипные структуры с заглубленными политипными слоями, которые в простейшем случае имеют вид  $3C-6H-\dots-6H-3C-6H$  или  $6H-3C-6H-\dots-6H$ .

#### Список литературы

- [1] Tan T. Y., Föll H. // *Phil. Mag.* 1981. V. A44. N 1. P. 127—140.
- [2] Yuheng Z., Langlin Y., Guen Z. et al. // *Sol. St. Commun.* 1986. V. 57. N 76. P. 427—430.
- [3] Виолин Э. Е., Демаков К. Д., Кальнин А. А. и др. // *ФТТ.* 1984. Т. 26. В. 5. С. 1575—1577.
- [4] Макаров В. В. // *ФТТ.* 1967. Т. 9. В. 2. С. 596—600.
- [5] Виолин Э. Е., Москалев Г. Я., Потапов Е. Н. // *Изв. ЛЭТИ.* 1986. № 365. С. 29—32.
- [6] Потапов Е. Н., Нойберт Ф. // *Деп. ВИНТИ АН СССР. М., 1987. № 8516-B87.*
- [7] Виолин Э. Е., Миц А. Н., Яременко И. Е. // *Изв. ЛЭТИ.* 1987. № 380. С. 25—30.
- [8] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф. *Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах.* М., 1985. 273 с.
- [9] Spitznagel J. A., Wood S., Choyke W. J. et al. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1986. V. B16. N 213. P. 237—243.
- [10] Carter C. M., Davis R. F., Nutt S. R. // *J. Mater. Res.* 1986. V. 1. N 76. P. 811—816.
- [11] Маеда Н., Фудзита С., Сузуки К. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1987. Т. 51. В. 4. С. 741—748.
- [12] Кютт Р. Н., Мохов Е. Н., Трегубова А. С. // *ФТТ.* 1981. Т. 23. В. 11. С. 3496—3499.
- [13] Prussin S. // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32. N 10. P. 1876—1884.

Ленинградский

электротехнический институт  
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получено 13.02.1989

Принято к печати 25.07.1989