

06;11;12

Глубокие поверхностные состояния на интерфейсе SiC с собственным термическим окислом

© П.А. Иванов, К.И. Игнатьев, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 9 июня 1997 г.

На интерфейсе 6H-SiC с собственным термическим окислом обнаружены глубокие поверхностные состояния путем анализа C-V характеристик структур металл-окисел-полупроводник, измеренных при высокой температуре (600 К). Максимум плотности распределенных по энергиям состояний ($D_{tm} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$) приходится на энергию около 1.2 eV ниже дна зоны проводимости SiC. Выдвигается предположение о том, что выявленные состояния аналогичны по своей природе P_b -центрам, наблюдаемым в системе SiO₂/Si.

Поверхностные состояния (ПС) на интерфейсе карбида кремния с собственным термическим окислом (SiO₂) исследовались в ряде работ путем анализа C-V и G-V характеристик структур металл-окисел-полупроводник (МОП). С случае SiC *n*-типа C-V характеристики, измеренные при комнатной температуре, во многих работах оказались близкими к идеальным [1-3], однако из этого еще не следует вывод о малой плотности ПС. Дело в том, что C-V характеристика МОП-структуры на основе такого широкозонного полупроводника, как SiC, измеренная при комнатной температуре, должна быть неравновесной по отношению к заполнению глубоких ПС [1], так что выявить их в этом случае невозможно. Действительно, оценим время релаксации (τ) распределенных по энергиям ПС по формуле

$$\tau = (\sigma \nu n_s)^{-1} = \frac{\exp(\Delta E_t / kT)}{\sigma \nu N_c}, \quad (1)$$

где σ — сечение захвата основных носителей поверхностными состояниями; ν — тепловая скорость носителей; n_s — концентрация носителей на поверхности при условии, когда энергетический уровень

данных ПС и уровень Ферми на поверхности совпадают; ΔE_t — глубина ПС в запрещенной зоне SiC; N_c — эффективная плотность состояний в разрешенной зоне SiC. Положим для оценок $\sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2$, $\nu = 10^7 \text{ cm/s}$, $N_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T = 300 \text{ K}$. Тогда для $\Delta E_t > 0.6 \text{ eV}$ получим $\tau > 10 \text{ s}$. Характерные времена развертки напряжения на затворе во время измерений C–V характеристик обычно составляют от нескольких единиц до десятков секунд, т.е. в этом случае заполнение ПС с энергиями $\Delta E_t > 0.6 \text{ eV}$ не будет следовать за изменением поверхностного потенциала при увеличении напряжения на затворе. В настоящей работе, с целью выявления глубоких ПС на интерфейсе SiO₂/6H–SiC, C–V характеристики МОП-структур измерялись при температуре 600 K, а для их анализа использовался дифференциальный метод Термана, чувствительный к медленной перезарядке ПС (см., например, [4]).

Для окисления использовались пленки 6H–SiC *n*-типа с концентрацией нескомпенсированных доноров в пределах $(1.5–2) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, выращенные химическим осаждением из газовой фазы на разориентированной грани (0001)Si кристаллов Лели. Перед окислением пластины с эпитаксиальными слоями обрабатывались в трихлорэтилене и перекисно-аммиачном растворе с последующей отмывкой в деионизованной воде. Окисление проводилось ”влажным” способом при температуре 1100°C в течение пяти часов. В качестве полевого электрода использовался молибден, а омическим контактом к *n*-подложке служил никель. C–V характеристики измерялись автоматизированным способом, на частоте 1 MHz.

Типичные C–V и G–V характеристики, измеренные при $T = 600 \text{ K}$, показаны на рис. 1 (там же приведена теоретическая C–V кривая соответствующей ”идеальной” МОП-структуры, необходимая для анализа по методу Термана). Как видно, на экспериментальной C–V характеристике в области обеднения есть ”плечо”, свидетельствующее о присутствии и перезарядке глубоких ПС с достаточно высокой плотностью. Для корректности анализа по методу Термана необходимо, чтобы в рассматриваемом диапазоне изменения напряжения на затворе выполнялись два условия. Во-первых, должен выполняться критерий высокочастотности C–V характеристики: $\omega\tau \gg 1$ (ω — круговая частота измерительного сигнала). Как видно из рис. 1, пик МОП-проводимости (соответствующий условию $\omega\tau = 1$) наблюдается при меньших по абсолютной величине напряжениях на затворе (он связан с перезарядкой

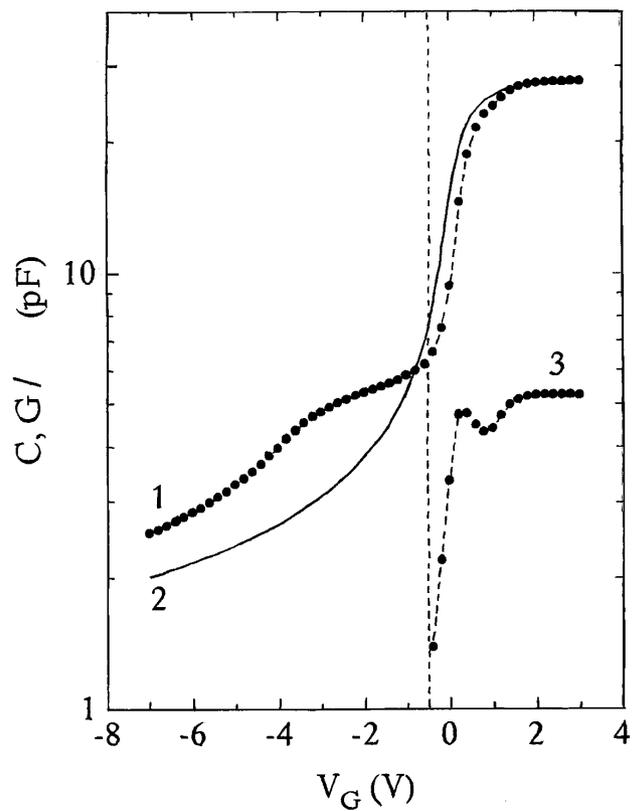


Рис. 1. 1 — экспериментальная C-V характеристика МОП-структуры на основе 6H-SiC ($T = 600$ K, $f = 1$ MHz), 2 — соответствующая теоретическая C-V характеристика (в отсутствие ПС), 3 — экспериментальная зависимость МОП-проводимости от напряжения на затворе, нормированная на частоту измерительного сигнала.

более мелких ПС на частоте тестового сигнала), так что в области "плеча" критерий высокочастотности, очевидно, выполняется. Во-вторых, должно выполняться условие квазиравновесного заполнения ПС по отношению к изменениям управляющего напряжения на затворе. О выполнении этого критерия косвенно свидетельствует тот факт, что при

$T = 600$ К формирование инверсного слоя за счет тепловой генерации пар происходило за несколько секунд.

Для заданного поверхностного потенциала экспериментальная высокочастотная МОП-емкость совпадает с теоретической, так что зависимость плотности ПС (D_t^*) от поверхностного потенциала (ψ_s) может быть определена из выражения

$$qD_t^*(\psi_s) = C_{ox} \left(\frac{dV_{exp}}{d\psi_s} - 1 \right) - C_s(\psi_s), \quad (2)$$

где q — заряд электрона; V_{exp} — экспериментальное значение напряжения на затворе, соответствующее поверхностному потенциалу ψ_s ; C_{ox} — удельная емкость окисла, C_s — удельная емкость ОПЗ полупроводника. Воспользуемся очевидными соотношениями для "идеальной" МОП-структуры: $V_{teor} = V_{ox} + \psi_s$ и $1/C = 1/C_{ox} + 1/C_s$ где V_{teor} и V_{ox} — расчетные значения напряжения на затворе и падения напряжения в окисле (также соответствующие потенциалу ψ_s). Кроме того, сопоставим каждому значению ψ_s энергию $\Delta E_t = q\psi_s + \Delta E_{F_0}$, где ΔE_{F_0} — положение уровня Ферми в нейтральной области относительно зоны проводимости. Тогда выражение (2) может быть приведено к более наглядному и удобному для анализа виду, представляющему собой распределение плотности ПС по энергиям в запрещенной зоне полупроводника:

$$qD_t(\Delta E_t) = C_{ox} \frac{d(V_{exp} - V_{teor})}{d(q\psi_s + E_{F_0})}. \quad (3)$$

Рассчитанное с помощью (3) распределение плотности состояний на интерфейсе $\text{SiO}_2/\text{H-SiC}$ показано на рис. 2. Отметим, что оно хорошо аппроксимируется распределением Гаусса с максимумом $D_{tm} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ при энергии $E_c - E_t \approx 1.2 \text{ eV}$. Оценки по формуле (1) дают низкие значения сечения захвата электронов, что говорит об акцепторной природе выявленных состояний. Полученные данные не противоречат результатам других исследований, которые проводились при более низких, чем в настоящей работе, температурах. Так, в нашей предыдущей работе [5] зафиксирован рост плотности акцепторных состояний в интервале энергий 0.4–0.7 eV ниже дна зоны проводимости. Далее, в работе [3] тоже обнаружен рост плотности ПС, но уже до 1 eV от зоны проводимости.

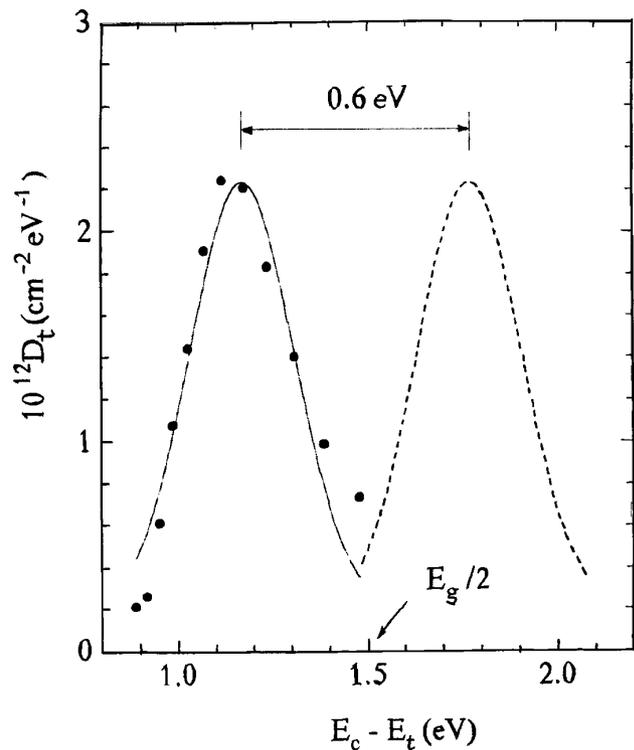


Рис. 2. Распределение плотности ПС по энергиям в запрещенной зоне 6H-SiC. Точки — анализ C-V характеристик по методу Термана, сплошная линия — аппроксимация экспериментальных данных гауссовым распределением, пунктирная линия — гипотетический пик плотности донорных состояний в нижней половине запрещенной зоны 6H-SiC.

Возникает вопрос о природе выявленных поверхностных состояний. Как отмечают многие авторы, зарядовые свойства системы SiO_2/SiC во многом сходны со свойствами системы SiO_2/Si . Что касается последней, то современными исследованиями надежно установлено, что основной вклад в плотность поверхностных состояний на интерфейсе SiO_2/Si вносят парамагнитные P_b -центры, представляющие собой "дефекты окисления" — центры типа $\bullet\text{Si} \equiv \text{Si}_3$ с оборванными связями [6]. Эти

центры имеют амфотерную природу, а связанная с ними плотность состояний имеет два пика в запрещенной зоне кремния, почти симметрично расположенных относительно середины зоны: акцепторные состояния (соответствующие электронным переходам минус $\rightarrow 0$) — в верхней половине зоны (с максимумом при $E_v + 0.85$ eV), а донорные состояния (соответствующие электронным переходам $0 \rightarrow$ плюс) — в нижней половине зоны (с максимумом при $E_v + 0.25$ eV). Разница между энергиями отрыва первого и второго электронов (так называемая "корреляционная энергия") составляет около 0.6 eV. Если в случае SiO₂/SiC предположить существование симметричного пика поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны (на что косвенно указывают данные исследований МОП-структур на основе SiC *p*-типа [2]), то "корреляционная энергия" составит также около 0.6 eV. Это дает основание выдвинуть предположение о том, что поверхностные состояния на интерфейсе SiO₂/SiC аналогичны по своей природе *P_b*-центрам в системе SiO₂/Si.

Авторы выражают благодарность А.Ю. Максимову, А.А. Мальцеву и Н.К. Юшину за предоставленные для исследований кристаллы SiC с эпитаксиальными пленками.

Список литературы

- [1] *Ivanov P.A., Konstantinov A.O., Panteleev V.N., Samsonova T.P., Chelnokov V.E.* // Semiconductors. 1994. V. 28. N 7. P. 668–672.
- [2] *Brown D.M., Ghezze M., Kretchmer J., Downey E., Pimbley E., Palmour J.* // IEEE Trans. Electr. Devices. 1994. VED-41. N 4. P. 618–620.
- [3] *Sridevan S., Mistra V., McLarty P.K., Baliga B.J., Wortmann J.J.* // Silicon Carbide and Related Materials 1995 / Ed. by S. Nakashima, H. Matsunami, S. Yishida, and H. Harima. 1996. Inst. of Phys. Conf Ser. N 142; Inst. of Phys. Publishing. Bristol and Philadelphia. P. 645–648.
- [4] *Zu C.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с.
- [5] *Ivanov P.A., Panteleev V.N., Samsonova T.P., Chelnokov V.E.* // Semiconductors. 1995. V. 29. N 2. P. 135–137.
- [6] *Geardi G.J., Poindexter E.H., Caplan P.J.* // Appl Phys. Lett. 1986. V. 49. N 6. P. 348–350.