

Механизмы токопереноса и свойства гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$

© А.А. Шерченков[¶], Б.Г. Будагян, А.В. Мазуров

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
124498 Москва, Зеленоград, Россия

(Получена 27 декабря 2004 г. Принята к печати 12 января 2005 г.)

Исследованы свойства гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$, сформированных при различном содержании углерода в сплаве. Установлены преобладающие механизмы переноса носителей заряда в гетероструктурах. Предложены эквивалентные электрические схемы, позволяющие описать вольт-амперные характеристики гетероструктур во всем исследуемом диапазоне смещений. Оценены температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны и средство к электрону для $a\text{-SiC:H}$.

1. Введение

В настоящее время пленки сплава $a\text{-SiC:H}$ широко используются для изготовления солнечных батарей [1], тонкопленочных полевых транзисторов [2] и т.д. Характеристики подобных устройств в значительной степени определяются свойствами гетероструктур аморфный/кристаллический полупроводник. Однако практическая реализация приборов на их основе затруднена из-за отсутствия ясных представлений о закономерностях формирования и свойствах гетероструктур на основе неупорядоченных полупроводников, а также процессов, происходящих в гетероструктуре, включая процессы транспорта и рекомбинации носителей заряда. Отсутствие глубоких знаний о физике процессов, происходящих в гетероструктуре, затрудняет целенаправленное совершенствование приборов на основе таких гетероструктур. В связи с этим в данной работе представлены результаты исследования механизмов переноса и свойств гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$, полученных в низкочастотной плазме тлеющего разряда на частоте 55 кГц.

2. Эксперимент

Образцы гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$ были сформированы путем осаждения пленок $a\text{-SiC:H}$ в низкочастотной плазме тлеющего разряда на частоте 55 кГц на монокристаллические кремниевые подложки с удельным сопротивлением 10 Ом·см. В процессе осаждения содержание CH_4 в газовой смеси ($R_C = [\text{CH}_4]/([\text{SiH}_4] + [\text{CH}_4]) 100\%$) изменялось в диапазоне от 20 до 80%. Температура подложки, мощность разряда и давление поддерживались постоянными и составляли 320°C, 200 Вт, 90 Па соответственно. Далее на пленку и обратную сторону подложки наносились Al контакты. При этом контакты к слою $a\text{-SiC:H}$ формировались осаждением через маску.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводилось как при прямых (от 0 до 15 В), так и при обратных (от 0 до -15 В) смещениях в темноте и под освещением. Измерения температурных зависимостей

ВАХ производились в диапазоне температур от 291 до 462 К. При измерении ВАХ под освещением длина волны падающего излучения изменялась в диапазоне от 500 до 1100 нм.

Для определения содержания углерода (X_C) в пленках $a\text{-SiC:H}$ использовалась спектроскопия обратного рассеяния Резерфорда. Из измерений температурной зависимости темновой проводимости пленок $a\text{-SiC:H}$ в области температур от 300 до 500 К было определено положение уровня Ферми в аморфных сплавах относительно дна зоны проводимости ($E_C - E_F$).

В работе применялся метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ) для определения плотности распределения энергетических состояний в щели подвижности аморфного полупроводника и на границе раздела гетероструктур аморфный/кристаллический полупроводник.

3. Результаты

На рис. 1 и 2 представлены прямые и обратные ветви ВАХ гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$, измеренные при различных температурах. Из рисунков следует, что на вид ВАХ влияют не только величина и знак прикладываемого смещения, но и концентрация метана в смеси реакционных газов, при которой формировался слой $a\text{-SiC:H}$. Аппроксимация отдельных частей ВАХ с помощью различных соотношений позволила определить преобладающие механизмы переноса носителей заряда. Установлено, что ВАХ гетероструктуры, сформированной при $R_C = 20\%$, в области малых прямых смещений ($U < 1$ В) описывается соотношением

$$J = J_0 \exp(AV), \quad (1)$$

где J_0 — ток насыщения, A — параметр.

При этом значения параметра A практически не зависят от температуры, а значения тока насыщения уменьшаются с ростом $1/kT$. Аналогичные результаты были получены для гетероструктур $a\text{-Si:H/c-Si}$ [3], $a\text{-SiGe:H/c-Si}$ [4] и $a\text{-SiC:H/c-Si}$ [5]. В работе [6] было показано, что в этом случае преобладающим механизмом переноса носителей заряда является многоступенчатое туннелирование с захватом и эмиссией носителей на ловушках.

[¶] E-mail: budaguan@ms.miee.ru

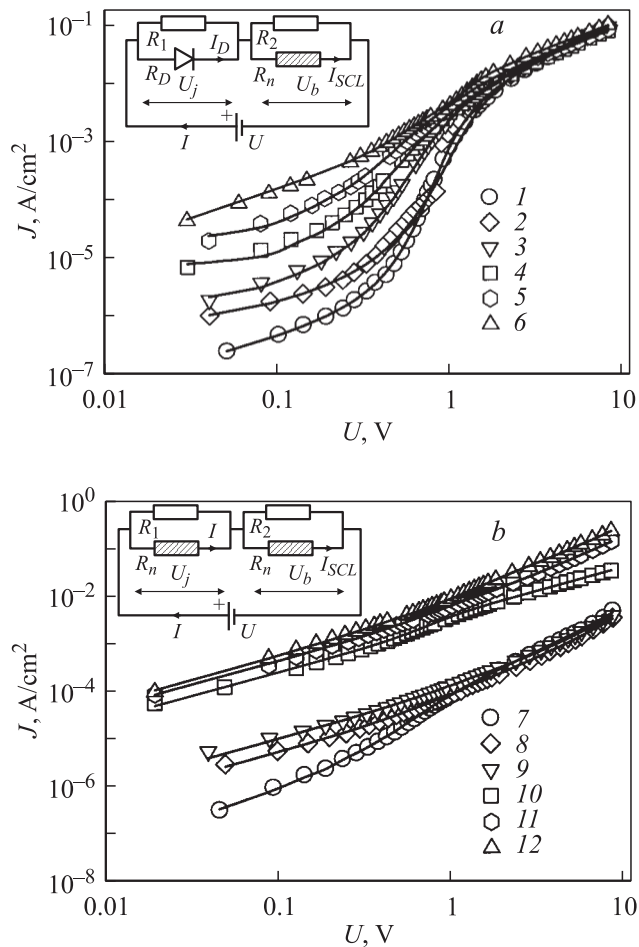


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ гетероструктур *a*-SiC:H/c-Si. Сплошные линии соответствуют теоретически рассчитанным ВАХ. *a* — $R_C = 20\%$, T, K : 1 — 297, 2 — 342, 3 — 367, 4 — 397, 5 — 427, 6 — 462. *b* — $R_C = 60\%$, T, K : 7 — 291, 8 — 336, 9 — 361, 10 — 391, 11 — 421, 12 — 451. На вставках — эквивалентные электрические схемы структуры.

При этом механизме дырки из валентной зоны *c*-Si *p*-типа перемещаются в аморфный полупроводник от одного локализованного состояния к другому, которые различаются по энергии на величину порядка kT , за счет многоступенчатых процессов туннелирования. Подобное перемещение носителей продолжается до тех пор, пока скорость туннелирования не становится меньше скорости эмиссии дырок в валентную зону, либо скорости рекомбинации дырок с электронами из зоны проводимости аморфного полупроводника. При этом J_0 в (1) равно

$$J_0 = B \left[\sigma_p v_{th} N_V \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{kT}\right) + \sigma_n v_{th} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \right], \quad (2)$$

где B — постоянная, зависящая от вероятности туннелирования носителей, σ_n и σ_p — сечение захвата для электронов и дырок соответственно, v_{th} — тепловая

скорость, N_V и N_C — эффективные плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости аморфного полупроводника соответственно, E_F , E_T , E_V и E_C — энергии, соответствующие уровням Ферми и ловушек, краям валентной зоны и зоны проводимости.

В случае, когда скорость эмиссии дырок выше скорости захвата электронов на ловушки, преобладает первый член уравнения (2), в противном случае — второй.

В области высоких прямых смещений ($U > 1$ В) ВАХ контролируется объемным сопротивлением аморфной пленки.

Для гетероструктур, сформированных при $R_C = 60$ и 80% , в области малых прямых смещений ВАХ контролируется объемным сопротивлением слоя *a*-SiC:H, а в области больших прямых смещений ВАХ аппроксимируется соотношением

$$J = KV^m, \quad (3)$$

где K — коэффициент, зависящий от толщины пленки, распределения ловушек и проводимости материала, m — постоянная.

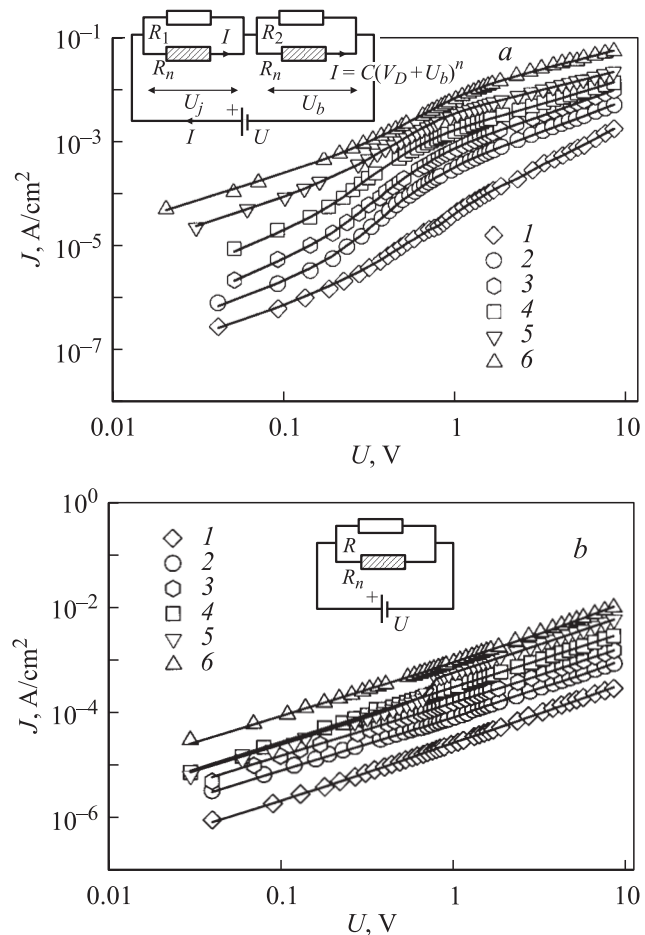


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ гетероструктур *a*-SiC:H/c-Si, сформированных при $R_C = 20\%$ (*a*) и $R_C = 80\%$ (*b*). Сплошные линии соответствуют теоретически рассчитанным ВАХ. T, K : 1 — 297, 2 — 342, 3 — 367, 4 — 397, 5 — 427, 6 — 462. На вставках — эквивалентные электрические схемы структур.

В этом случае преобладает ток, ограниченный объемным зарядом [7].

При обратных смещениях для гетероструктур, сформированных при $R_C = 20$ и 60% , в области малых обратных смещений доминирует ток, ограниченный объемным зарядом, а в области высоких обратных смещений токоперенос контролируется процессами генерации и рекомбинации носителей в обедненной области, и ВАХ описывается соотношением

$$J = C(V_D + V)^n, \quad (4)$$

где V_D — контактная разность потенциалов, C — постоянная, n — показатель степени ($n < 1$).

Для гетероструктур, сформированных при $R_C = 80\%$, ВАХ во всем исследованном диапазоне обратных смещений контролируется объемным сопротивлением слоя a -SiC:H (рис. 2).

С учетом выявленных доминирующих механизмов переноса были предложены эквивалентные электрические схемы (ЭЭС), описывающие ВАХ гетероструктур во всем диапазоне прямых и обратных смещений (см. вставки на рис. 1 и 2). С помощью ЭЭС проводилось моделирование ВАХ исследованных гетероструктур во всем диапазоне прямых и обратных смещений.

В предложенных ЭЭС диод описывает экспоненциальную зависимость тока от напряжения (1). Объемное сопротивление a -Si:H описывается двумя параллельными резисторами, один из которых является омическим сопротивлением (R_2), а второй (R_n) имеет нелинейную зависимость сопротивления от напряжения (3). Нелинейное сопротивление позволяет описать часть ВАХ при высоких прямых смещениях, которая определяется током, ограниченным объемным зарядом. Шунтирующее сопротивление R_1 , параллельное диоду, позволяет учесть токи утечки через гетеропереход. Таким образом, эквивалентное сопротивление схемы R_e , используемой при моделировании прямых ветвей ВАХ гетероструктур a -SiC:H/ c -Si, сформированных при $R_C = 20\%$, равно

$$R_e = \frac{R_D R_1}{R_D + R_1} + \frac{R_n R_2}{R_n + R_2}, \quad (5)$$

где R_D — сопротивление диода. Сопротивления R_D и R_n определяются как

$$R_D = \frac{U_j}{J_0 \exp(AU_j)}, \quad (6)$$

$$R_n = \frac{U_b}{KU_b^m} = \frac{1}{KU_b^{m-1}}. \quad (7)$$

Падение напряжений на отдельных участках электрической схемы вычисляется по следующим формулам:

$$U_b = U - U_j = \left[J_0 \exp(AU_j) + \frac{U_j}{R_1} - K(U - U_j)^m \right] R_2, \quad (8)$$

$$U_j = U - U_b$$

$$= \left[\frac{U_b}{R_2} + K(U_b)^m - J_0 \exp(A(U - U_b)) \right] R_1. \quad (9)$$

Выражения (5)–(9) использовались для расчета значения тока, протекающего через гетероструктуру, в соответствии с законом Ома $I = U/R_e$. При подгонке рассчитываемой вольт-амперной характеристики к экспериментальной подгоночными параметрами являлись J_0 , K , R_1 , R_2 , m , A , которые и определялись в результате моделирования. Для a -SiC:H/ c -Si, сформированных при $R_C = 60$ и 80% , параметрами моделирования являлись K_1 , K_2 , R_1 , R_2 , m_1 , m_2 , а R_e определяется из следующего соотношения:

$$R_e = \frac{\left(\frac{U_1}{K_1 U_1^{m_1}} \right) R_1}{\frac{U_1}{K_1 U_1^{m_1}} + R_1} + \frac{\left(\frac{U_2}{K_2 U_2^{m_2}} \right) R_2}{\frac{U_2}{K_2 U_2^{m_2}} + R_2}. \quad (10)$$

В случае обратных смещений R_e для гетероструктур, сформированных при $R_C < 80\%$, равен

$$R_e = \frac{\left(\frac{1}{K_1 U_j^{m-1}} \right) R_1}{\frac{1}{K_1 U_j^{m-1}} + R_1} + \frac{\left(\frac{U_b}{C(V_D + U_b)^n} \right) R_2}{\frac{U_b}{C(V_D + U_b)^n} + R_2}, \quad (11)$$

а для гетероструктур, сформированных при $R_C = 80\%$, R_e равно

$$R_e = \frac{\left(\frac{1}{KU^{m-1}} \right) R}{\frac{1}{KU^{m-1}} + R}. \quad (12)$$

Результаты моделирования представлены на рис. 1 и 2 сплошными линиями. Видно, что результаты расчетов хорошо описывают экспериментальные данные.

По результатам моделирования прямых ветвей были построены температурные зависимости параметров J_0 , K , K_1 , K_2 , R_1 , R_2 и определены их энергии активации (E_{Jf} , E_{Kf} , E_{Kf1} , E_{Kf2} , E_{R1f} , E_{R2f} соответственно), значения которых приведены в табл. 1. Энергии активации параметров K , R , K_1 , R_1 , C , R_2 для обратных смещений приведены в табл. 2.

4. Обсуждение

Из табл. 1 видно, что полученное значение $E_{Jf} = 0.46$ эВ для гетероструктур a -SiC:H/ c -Si, сформированных при $R_C = 20\%$, значительно отличается от значения положения уровня Ферми (E_F) для a -SiC:H, сформированного в том же режиме. В этом случае дырки из c -Si p -типа туннелируют до уровня дефектов, который отстоит от потолка валентной зоны на 0.46 эВ, где происходит их эмиссия в валентную зону аморфного сплава.

Увеличение концентрации углерода в пленке a -Si:H приводит к увеличению ее удельного сопротивления и дефектных состояний в ней [8]. Эти параметры оказывают определяющее влияние на процессы переноса носителей заряда в пленке аморфного полупроводника и гетероструктуре на его основе в целом. В этом случае

Таблица 1. Положение уровня Ферми и плотность состояний N_{IE} для пленок $a\text{-SiC:H}$, плотность состояний на границе раздела N_{SS} гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$ и значения энергий активации гетероструктур при прямых смещениях

$R_C, \%$	$X_C, \%$	$E_C - E_F, \text{эВ}$	$N_{IE}, \text{см}^{-3}$	$N_{SS}, \text{см}^{-2}$	$E_{Jf}, \text{эВ}$	$E_{Kf}, \text{эВ}$	$E_{K1}, \text{эВ}$	$E_{R1f}, \text{эВ}$	$E_{K2}, \text{эВ}$	$E_{R2f}, \text{эВ}$
20	6.5	0.78	$3.5 \cdot 10^{15}$	$4.2 \cdot 10^{11}$	0.46	0.06	—	0.37	—	0.02
60	25.4	0.91	$2.2 \cdot 10^{15}$	$5.5 \cdot 10^{11}$	—	—	0.36	0.28	0.34	0.36
80	42.5	0.94	$9.1 \cdot 10^{14}$	$5.2 \cdot 10^{11}$	—	—	0.22	0.31	0.21	0.28

Таблица 2. Плотность состояний на границе раздела и значения энергий активации для гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$ при обратных смещениях

$R_C, \%$	$X_C, \%$	$N_{SS}, \text{см}^{-2}$	$E_K, \text{эВ}$	$E_{Rr}, \text{эВ}$	$E_{K1}, \text{эВ}$	$E_{R1r}, \text{эВ}$	$E_C, \text{эВ}$	$E_{R2r}, \text{эВ}$
20	6.5	$4.2 \cdot 10^{11}$	—	—	0.35	0.64	0.36	0.31
60	25.4	$5.5 \cdot 10^{11}$	—	—	0.22	0.27	0.24	0.42
80	42.5	$5.2 \cdot 10^{11}$	0.21	0.37	—	—	—	—

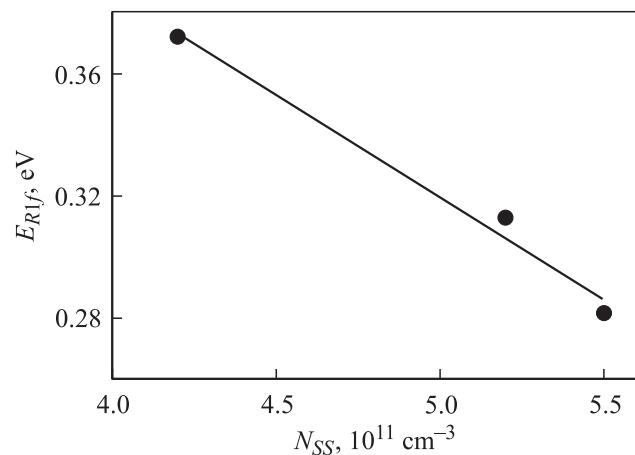
смену механизма переноса носителей заряда в гетероструктурах $a\text{-SiC:H/c-Si}$, которая происходит с увеличением концентрации углерода в пленке $a\text{-SiC:H}$, можно объяснить ростом удельного сопротивления аморфной пленки и плотности дефектов в запрещенной зоне $a\text{-SiC:H}$.

При приложении прямого смещения происходит инжекция неравновесных зарядов из электрода в соседний слой аморфного полупроводника, которые занимают свободные энергетические состояния выше уровня Ферми. При достаточно высоком напряжении избыточный объемный заряд распространяется на всю толщину слоя и ограничивает ток, поступающий к противоположному электроду [9]. При этом практически весь избыточный заряд захватывается ловушками, однако небольшая его часть попадает в разрешенную зону полупроводника в результате термической активации, что обеспечивает рост тока. Ток, ограничиваемый объемным зарядом, начинает доминировать, когда концентрация инжектированных неравновесных свободных носителей заряда становится сравнимой с концентрацией носителей, активированных термически [9]. При этом проводимость материала определяется инжектированным зарядом, когда время пролета неравновесных электронов мало и их заряд не успевает рассосаться за диэлектрическое время релаксации, что имеет место для $a\text{-Si:H}$. В этом случае энергии активации E_{K1} и E_{K2} можно интерпретировать как положение уровня ловушек относительно дна зоны проводимости, с которого происходит термическая активация захваченных электронов, что обеспечивает рост тока, ограниченного объемным зарядом.

На рис. 3 показана зависимость E_{R1f} от плотности состояний на границе раздела N_{SS} гетероструктур $a\text{-SiC:H/c-Si}$, оцененная с помощью вольт-фарадного метода [10]. Из рисунка видно, что наблюдается прямая взаимосвязь между N_{SS} и E_{R1f} . Поскольку сопротивле-

ние R_1 характеризует токи утечки в гетероструктурах $a\text{-SiC:H/c-Si}$, наличие такой взаимосвязи указывает на то, что эти токи контролируются состояниями на границе раздела гетероструктуры $a\text{-SiC:H/c-Si}$.

Установлена также корреляция (см. табл. 1) между значениями N_{SS} и плотностью состояний вблизи уровня Ферми $a\text{-SiC:H}$ (N_{IE}), также оцененная с помощью вольт-фарадного метода [10]. Таким образом, можно утверждать, что поверхностные состояния в гетероструктурах $a\text{-SiC:H/c-Si}$ обусловлены локализованными состояниями в аморфном полупроводнике. Аналогичные зависимости наблюдаются и для E_{R1r} , полученного для обратно смещенных гетероструктур (см. табл. 2). Принимая во внимание, что состояния вблизи уровня Ферми определяются оборванными связями кремния [11], можно утверждать, что токи утечки в гетероструктурах $a\text{-SiC:H/c-Si}$ контролируются состояниями на границе раздела, которые обусловлены оборванными связями Si, расположенными вблизи уровня Ферми.

**Рис. 3.** Зависимость E_{R1f} от N_{SS} для прямых смещений. Сплошная линия соответствует линии тренда.

Из табл. 2 видно, что полученные значения энергий активации E_C значительно отличаются от $E_a = 0.56$ эВ, соответствующего $E_g/2$ для монокристаллического кремния, что наблюдается для идеального $p-n$ -перехода на основе монокристаллического кремния [12]. В этом случае генерация носителей заряда происходит в обедненной области аморфного сплава. Учитывая, что основными носителями заряда являются электроны, уровни энергии, с которых происходит генерация носителей заряда, расположены вблизи дна зоны проводимости.

Моделирование обратных ветвей ВАХ гетероструктур $a\text{-SiC:H}/c\text{-Si}$, измеренных при различных температурах, позволило оценить значения V_D при этих температурах (рис. 4). Анализ энергетической диаграммы гетероструктуры $a\text{-SiC:H}/c\text{-Si}$ позволил получить следующее выражение для температурной зависимости V_D :

$$V_D = \chi_1 + E_{g1}(0) - \alpha_1 T - kT \ln \left(\frac{N_{V1}}{N_{A1}} \right) - \chi_2 - \frac{E_{g2}(0) - \alpha_2 T}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_{V2}}{N_{C2}} \right) = \left[\chi_1 + E_{g1}(0) - \chi_2 - \frac{E_{g2}(0)}{2} \right] - T \left[\alpha_1 + k \ln \left(\frac{N_{V1}}{N_{A1}} \right) - \frac{\alpha_2}{2} - \frac{k}{2} \ln \left(\frac{N_{V2}}{N_{C2}} \right) \right], \quad (13)$$

где индекс 1 соответствует $c\text{-Si}$ p -типа проводимости, а 2 — собственному $a\text{-SiC:H}$, χ — сродство к электрону, $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны при 0 К, α — температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны, N_V , N_C — эффективные плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости соответственно, N_A — концентрация акцепторов в $c\text{-Si}$.

Результаты моделирования температурной зависимости V_D представлены на рис. 4 в виде сплошных линий. По результатам моделирования были

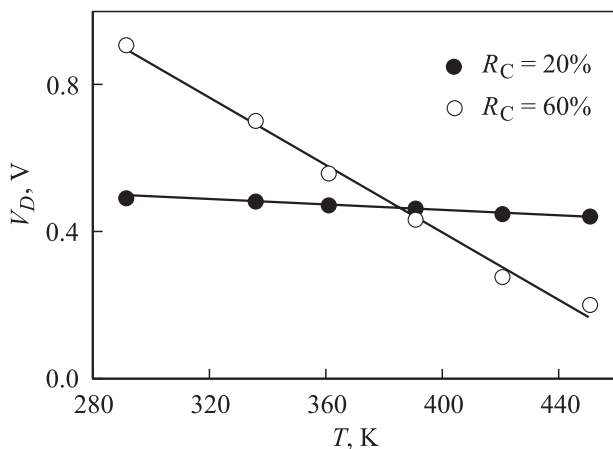


Рис. 4. Температурная зависимость V_D для гетероструктур $a\text{-SiC:H}/c\text{-Si}$. Сплошные линии соответствуют теоретически рассчитанным зависимостям.

Таблица 3. Сродство к электрону, α_2 и $E_{g2}(0)$ для $a\text{-SiC:H}$

R_C , %	X_C , %	χ_2 , эВ	α_2 , эВ/К	$E_{g2}(0)$, эВ
20	6.5	3.51	$1.5 \cdot 10^{-3}$	2.21
60	25.4	2.81	$1.1 \cdot 10^{-3}$	2.30

оценены сродство к электрону и температурный коэффициент изменения запрещенной зоны для $a\text{-SiC:H}$. При расчетах для $c\text{-Si}$ марки КДБ-10 и $a\text{-SiC:H}$ принималось: $N_{A1} = 1.50 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [13], $N_{V1} = 1.02 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [13], $\chi_1 = 4.05$ эВ [12,13], $E_{g1}(0) = 1.16$ эВ [13], $\alpha_1 = 2.4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [13], $N_{V2} = 1.00 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [11], $N_{C2} = 1.00 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [11]. Полученные оценочные значения сродства к электрону и температурного коэффициента изменения запрещенной зоны для $a\text{-SiC:H}$ приведены в табл. 3. Из табл. 3 видно, что с ростом R_C значения α_2 и χ_2 уменьшаются.

5. Заключение

Таким образом, в работе оценено влияние концентрации углерода на механизмы токопереноса в гетероструктурах $a\text{-SiC:H}/c\text{-Si}$. Установлено, что в гетероструктуре, сформированной при $R_C = 20\%$, в области малых прямых смещений ($U < 1$ В) преобладает многоступенчатое туннелирование с захватом и эмиссией носителей заряда на ловушках. В области высоких прямых смещений ($U > 1$ В) ВАХ контролируется объемным сопротивлением аморфной пленки.

Для гетероструктур, сформированных при $R_C = 60$ и 80% , в области малых прямых смещений ВАХ контролируется объемным сопротивлением слоя $a\text{-SiC:H}$, а в области больших прямых смещений преобладает ток, ограниченный объемным зарядом.

При обратных смещениях для гетероструктур, сформированных при $R_C = 20$ и 60% , в области малых обратных смещений доминирует ток, ограниченный объемным зарядом, а в области высоких обратных смещений токоперенос контролируется процессами генерации и рекомбинации носителей в обедненной области аморфного полупроводника.

Для гетероструктур, сформированных при $R_C = 80\%$, токоперенос во всем исследованном диапазоне обратных смещений контролируется объемным сопротивлением слоя $a\text{-SiC:H}$.

Установлено, что токи утечки через гетеропереход определяются состояниями на границе раздела, которые обусловлены оборванными связями кремния.

Оценены сродство к электрону и температурный коэффициент изменения запрещенной зоны для $a\text{-SiC:H}$.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования №№ 517-ГБ-53-ТЭ, 501-ГБ-53-Гр, 392-ГБ-53-Б.

Список литературы

- [1] C.-K. Jung, D.-C. Lim, H.-G. Jee, M.-G. Park, S.-J. Ku, K.-S. Yu, B. Hong, S.-B. Lee, J.-H. Boo. *Surf. Coat. Technol.*, **171**, 46 (2003).
- [2] H. Gleskova, S. Wagner. *Appl. Surf. Sci.*, **175–176**, 12 (2001).
- [3] H. Matsuura, T. Okuno, H. Okushi, K. Nanaka. *J. Appl. Phys.*, **55** (4), 1012 (1984).
- [4] А.А. Шерченков, Б.Г. Будагян, А.В. Мазуров. *Перспективные матер.*, № 3, 24 (2003).
- [5] H. Mimura, Y. Hatanaka. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 452 (1984).
- [6] H. Matsuura. *Jap. J. Appl. Phys.*, **27**, L 513 (1988).
- [7] L.F. Marsal, J. Pallares, X. Correig, J. Calderer, R. Alcubilla. *J. Appl. Phys.*, **79** (11), 8493 (1996).
- [8] Morimoto, T. Miura, M. Kumeda, T. Shimizu. *Jap. J. Appl. Phys.*, **21**, L.2 (1982).
- [9] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [10] Б.Г. Будагян, А.А. Шерченков, А.Е. Бердников, А.В. Бирюков, Г.Л. Горбулин. *Матер. X Межд. симп. Тонкие пленки в электронике* (Ярославль, 20–25 сентября 1999) ч. 2, с. 238.
- [11] *Аморфный кремний и родственные материалы*, под ред. Х. Фришше (М., Мир, 1991).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, 2-nd edition (Wiley Interscience Publication John Wiley & Sons, N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, 1981) v. 1].
- [13] К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (М., Энергоиздат, 1985).

Редактор Л.В. Беляков

Current transport mechanisms and properties of a -SiC:H/c-Si heterostructures

A.A. Sherchenkov, B.G. Budaguan, A.V. Mazurov

Institute of Electronic Technology,
124498 Moscow, Zelenograd, Russia

Abstract Properties of a -SiC:H/c-Si heterostructures fabricated at different carbon content in alloy were investigated. Prevailing transport mechanisms were established. Equivalent electric circuit was proposed, which allowed to describe current-voltage characteristics of heterostructures in all investigated bias range. Temperature band gap coefficient and electron affinity for a -SiC:H alloy were estimated.