

Температурные аномалии работы выхода и релаксация поверхностной проводимости n -Si в присутствии структурных дефектов

© Н.И. Бочкарева, А.В. Клочков

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 августа 1996 г. Принята к печати 2 июня 1997 г.)

Изучено температурное поведение высокочастотной проводимости поверхностных электронных каналов в диодах Шоттки на основе высокоомного p -Si, содержащего приповерхностные окислительные дефекты упаковки. Показано, что обратимые температурные изменения поверхностного изгиба зон и работы выхода Si в области температур $80 \div 300$ К имеют ступенчатый характер. Сделан вывод о том, что при охлаждении от 180 до 80 К поверхностная концентрация свободных электронов растет при характерных для упорядочения диполей воды температурах. Эти эффекты связываются со структурированием адсорбированной на границе Si-SiO₂ воды и с упорядоченной ориентацией диполей воды на поверхности при вымораживании их вращательной подвижности.

Ранее в Ge и Si в области температур $80 \div 160$ К наблюдались температурные аномалии поверхностного потенциала и поверхностной проводимости [1–10], свидетельствующие о тенденции к увеличению поверхностной концентрации свободных электронов с понижением температуры. В области температуры 90 К в электронных поверхностных каналах в Ge и Si обнаруживались максимумы на температурных зависимостях проводимости [2–4], а в дырочных поверхностных каналах в Ge — минимумы [5]. Эти эффекты связывались с адсорбцией кислорода или паров воды [1], перестройкой поверхности [5], структурными изменениями [7] или упругими напряжениями на границе Si-SiO₂ [6].

В [4,9] наблюдались низкотемпературные аномалии высокочастотной проводимости поверхностных электронных каналов утечки в p - n -переходах и барьерах Шоттки в Ge, имевшие в присутствии ростовых дислокаций или микродефектов вид резких максимумов или ступенек на зависимостях проводимости каналов от температуры. Известно, что адсорбция воды сопровождается приповерхностным изгибом зон вниз и образованием обогащенных слоев на n -Ge и инверсионных слоев на p -Ge, с чем и связывается обычно образование электронных каналов утечки в барьерных структурах [1]. Предполагалось, что обратимые низкотемпературные изменения поверхностной проводимости Ge обусловлены структурной разупорядоченностью адсорбированной воды и могут иметь место и в других полупроводниковых материалах [11]. Представляло интерес провести такие исследования на Si с целью выяснения характера и природы температурных аномалий поверхностной проводимости. Интерес к таким исследованиям связан также и с проявлениями этих эффектов в высокочастотных и импульсных характеристиках барьерных структур. Их изучение может дать информацию о механизме влияния поверхности на характеристики приборных структур и вместе с тем дать некий ключ к выяснению механизма влияния адсорбированной воды на поверхностные свойства Si.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению особенностей температурного поведения работы выхода и поверхностной проводимости n -Si и выяснению причин, вызывающих эти особенности, с помощью измерений вентильной фотоэдс и высокочастотной проводимости поверхностных электронных каналов через область объемного заряда барьера Шоттки на n -Si.

Образцы и методика эксперимента

Основная часть исследований выполнена на n -Si, содержащем приповерхностные окислительные дефекты упаковки (ОДУ). Известно, что активность ОДУ обусловлена дислокациями, ограничивающими дефекты упаковки. Глубина проникновения ОДУ в объем кристалла может быть сделана малой по сравнению с шириной области объемного заряда, для того чтобы исключить возможность перезарядки глубоких дислокационных уровней при измерениях высокочастотной проводимости и избежать неоднозначной интерпретации результатов измерений. Это определило и выбор исходного материала — бездислокационный n -Si с удельным сопротивлением $2 \text{ кОм} \cdot \text{см}$.

Для исследований нами использовались пластины Si с ОДУ, введенными по методике, описанной в [12–13], окислением пластин с "мягко" поврежденной поверхностью (100) в сухом кислороде при температуре 1050°C в течение 1 ч. ОДУ длиной $\sim 3 \text{ мкм}$, лежащие в плоскостях (111) и ограниченные дислокациями Франка с вектором Бюргерса $b = (1/3)[111]$, локализовались у поврежденной поверхности на глубине $d < 1 \text{ мкм}$ [13]. После удаления слоя окисла в HF на этой поверхности были созданы барьеры Шоттки Au- n -Si(ОДУ) напылением полупрозрачного слоя Au диаметром 3 мм (рис. 1). Отметим, что в исследуемых образцах Au- n -Si(ОДУ) ширина области объемного заряда (w) превосходит глубину проникновения ОДУ уже в отсутствие обратного напряжения. Так, при высоте поверхностного барьера

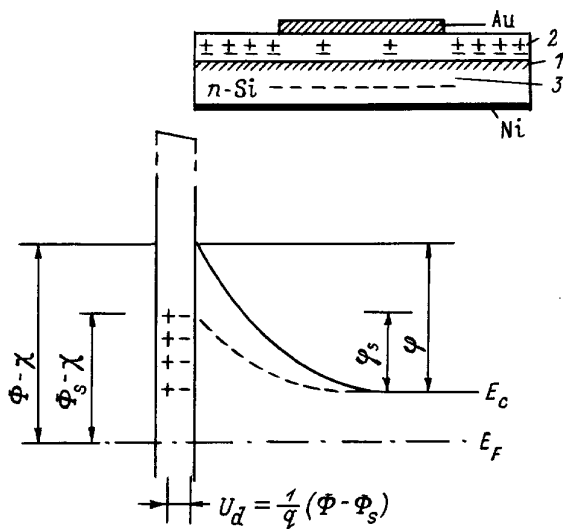


Рис. 1. Схематическое изображение барьерной структуры Au-n-Si(ОДУ) и модель приповерхностного барьера в присутствии диполей воды. 1 — ОДУ, 2 — пленка естественного окисла, 3 — область объемного заряда. Штриховой линией на зонной диаграмме показано понижение барьера Шоттки на периферии контакта Au-Si под влиянием адсорбированной воды, приводящее к возникновению поверхностной утечки в Si. χ — электронное средство.

$\varphi = 0.1 \div 0.4$ эВ $w = 7 \div 15$ мкм и $w > d$. Омические контакты создавались химическим осаждением Ni.

Для проверки влияния адсорбированной воды на работу выхода при низкой температуре были проведены измерения вентильной фотоэдс в образцах Au-n-Si(ОДУ), а также Au-n-Si и Au-por-Si/n-Si, полученных химическим осаждением полупрозрачного слоя Au соответственно на поверхность n-Si (с удельным сопротивлением $\rho = 2$ Ом · см) или на слой пористого кремния por-Si на подложке n-Si. Ожидалось, что при создании барьеров Шоттки в водных растворах HF увеличится влияние адсорбции воды на поверхностный изгиб зон в n-Si [14]. Кроме того por-Si с его развитой пористой поверхностью известен как сильный адсорбент с размерами микропор ~ 90 Å. В порах таких размеров адсорбированная вода может присутствовать в виде того или другого фазового компонента. Так, в микропорах SiO₂ со средними размерами пор 50 Å [15] или 90 Å [16] методом дифракции нейтронов обнаруживается присутствие при $T = 246 \div 273$ К переохлажденной воды, а при $T < 243$ К — зерен гексагонального льда I_h , кубического льда I_c и разупорядоченной твердой воды.

Измерения высокочастотной проводимости диодов Шоттки проводились с помощью моста комплексных проводимостей и бокскаринтегратора BCI-280. Для исследований релаксации высокочастотной проводимости и емкости использовался метод релаксационной емкостной спектроскопии (DLTS). Переходная емкость или проводимость измерялась с временами задержки стробирующего импульса t_1 и t_2 после переключения обратного

напряжения $U_1 \rightarrow U_2, U_2 > U_1 > 0$. Температурные кривые переходной емкости $\Delta C(T), \Delta C = C(t_2) - C(t_1)$, и проводимости $\Delta \tilde{G}(T), \Delta \tilde{G}(t_2) - \tilde{G}(t_1)$, (релаксационные спектры) записывались на двухкоординатном самописце Н307/2, как и другие экспериментальные характеристики.

Экспериментальные результаты

Величина тока утечки исследуемых диодов Шоттки при 300 К и $U = 1$ В составляла $10^{-9} \div 10^{-5}$ А, при охлаждении у большинства диодов наблюдалось уменьшение, а у некоторых — увеличение тока утечки.

На рис. 2 приведены температурные зависимости емкости $C(T)$, высокочастотной, $\tilde{G}(T)$, и статической, $G(T)$, проводимостей диода Au-n-Si(ОДУ). Зависимости $C(T), \tilde{G}(T)$ и $G(T)$ обратимы и имеют перегибы вблизи одних и тех же температур. Зависимости $\tilde{G}(T)$ при малых обратных напряжениях (кривые 3, 4) имеют минимум вблизи 180 К. Отметим, что при относительно больших напряжениях ($U = 8$ В) $\tilde{G} \simeq G$ (кривые 5, 6), однако при малых напряжениях $\tilde{G} \gg G$.

Типичные релаксационные спектры переходной емкости и переходной проводимости, наблюдавшиеся в диодах Au-n-Si(ОДУ), показаны на рис. 3. Емкостной спектр содержит пять пиков при температурах T_{max} , обозначенных нами A_1, A_2, B, C и D . На низкотемпературном склоне пика B заметны также два плеча, обозначенных B_1 и B_2 .

На рис. 4 приведены соответствующие зависимости Аррениуса для времени релаксации емкости τ в координатах $\lg \tau = f(1/T)$. Определенные из них энергии активации ΔE , характеризующие пики спектра, приведены в таблице, где для сравнения приведены также энергии активации E_a , характеризующие наиболее явные пики, которые наблюдались ранее разными авторами в дислокационном Si, содержащем ОДУ, [12] и были объединены в группы A, B, C и D в [17]. Сравнение результатов показывает, что пики спектра A_2, B, C и D сопоставимы с наблюдавшимися ранее пиками $A-D$, связывавшимися с перезарядкой глубоких уровней дислокаций и точечных дефектов, деко-

Сравнение параметров постоянной времени релаксации $\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/kT)$, полученных в настоящей работе, с данными из [17]

| Пики спектров | T_{max}, K | $\Delta E, эВ$ | $\tau_0, с$ | $E_a, эВ$ [17] |
|---------------|--------------|----------------|--------------------|------------------|
| A_1 | 93 | 0.22 | 10^{-13} | |
| A_2 | 125 | 0.22 | $2 \cdot 10^{-11}$ | $0.18 \div 0.19$ |
| B | 185 | 0.21 | $5 \cdot 10^{-9}$ | $0.27 \div 0.29$ |
| B_1 | ~ 153 | | | |
| B_2 | ~ 173 | | | |
| C | 226 | 0.43 | 10^{-13} | $0.37 \div 0.52$ |
| D | 273 | 0.54 | 10^{-13} | $0.54 \div 0.68$ |

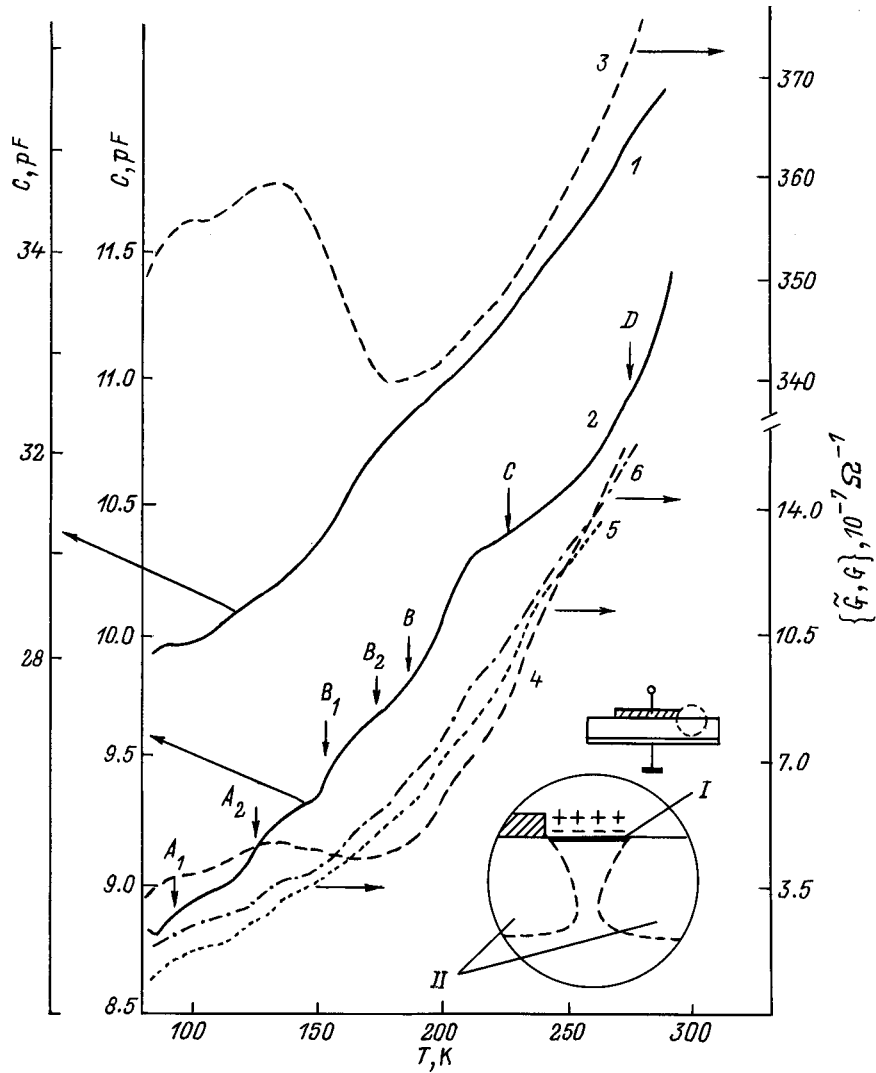


Рис. 2. Температурные зависимости емкости (1, 2), высокочастотной (3–5) и статической проводимости (6) диодов Au–n-Si (ОДУ). U, В: 1, 3 — 0.3; 4 — 4; 2, 5, 6 — 8. $f = 160$ кГц. Отмечены T_{\max} пиков емкостного спектра, представленного на рис. 3. Вставка иллюстрирует одну из возможных конфигураций поверхностного канала утечки на открытой поверхности: I — обогащенный электронами слой, II — область объемного заряда приповерхностного барьера.

рирующих дислокации. В [12] пики A–D наблюдались на барьерах Шоттки в эпитаксиальных слоях Si(P) (с уровнем легирования $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) содержащего ОДУ размерами 3.6 мкм, глубина проникновения которых ($d < 0.9$ мкм) превышала ширину области объемного заряда, $d > w$. Как уже отмечалось, в исследуемых нами высокоомных образцах Au–n-Si (ОДУ) $w > d$ уже в отсутствие обратного напряжения. При переключениях обратного напряжения край области объемного заряда в объеме кристалла проходил через область, где ОДУ отсутствовали. Таким образом, наблюдающаяся релаксация емкости не связана с перезарядкой глубоких уровней.

Этот вывод подтверждается также и сходством спектров переходной емкости и спектров переходной проводимости, пики которых характеризуются теми же значениями энергий активации (рис. 3, кривые 1, 2).

Температурные зависимости вентиляльной фотоэдс $U_{oc}(T)$ (рис. 5) измерялись при равномерном освещении всей площади и при освещении только центральной области образца от лампы накаливания.

В образцах Au–n-Si (ОДУ) при равномерном освещении наблюдается нелинейная зависимость $U_{oc}(T)$ (рис. 5, кривая 1), на низкотемпературном и высокотемпературном краях нелинейность более сильная. При освещении центральной области наклон зависимости $U_{oc}(T)$ уменьшается (кривая 2). Зависимости $U_{oc}(T)$ в образцах Au–n-Si (кривые 3–4) и Au–por-Si (кривая 5) приобретают колоколообразный вид с максимумом в области 180–200 К.

Отметим, что перегибы на зависимостях $U_{oc}(T)$, $C(T)$, $\tilde{G}(T)$ и $G(T)$ наблюдаются в области тех же температур, что и пики спектров. Это указывает на то, что температурное поведение исследованных электрических характеристик имеет в основе одну причину.

Обсуждение результатов

Температурное поведение вентильной фотоэдс и работы выхода. В случае высокой плотности поверхностных состояний уровень Ферми на поверхности (E_{fs}) закреплен и работа выхода (Φ) не зависит от положения уровня Ферми в объеме (E_f), а следовательно, и от температуры [18]. Поверхностный изгиб зон растет при понижении температуры (при $dE_f/dT \approx \text{const}$) почти линейно: $\varphi(T) = E_{fs} - E_f(T)$. При интенсивной засветке величина вентильной фотоэдс приближается к величине φ/q (q — заряд электрона), и можно ожидать линейного характера температурной зависимости фотоэдс.

Наблюдающиеся особенности зависимостей вентильной фотоэдс от температуры указывают на наличие

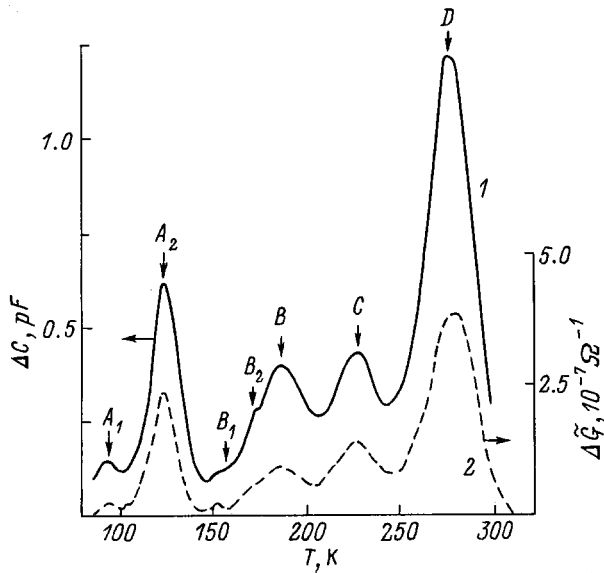


Рис. 3. Релаксационные спектры переходной емкости (1) и проводимости (2) диодов Au-n-Si(ОДУ). $U_1 \rightarrow U_2$, В: 1 — (0 → 8), 2 — (4 → 8). $t_1 = 2$ мс, $t_2 = 10$ мс. $f = 160$ кГц.

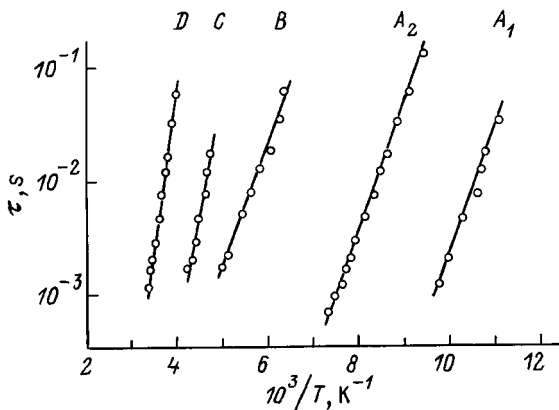


Рис. 4. Зависимости Аррениуса для времени релаксации емкости диодов Au-n-Si(ОДУ). Указаны соответствующие пики релаксационного спектра; энергии активации приведены в таблице.

проводящих каналов в области объемного заряда барьера Шоттки. Действительно, если утечки отсутствуют,

$$qU_{oc}(T) = \varphi(T) - kT \ln \frac{SqvN_d}{4J_{sc}},$$

где v — тепловая скорость электрона, N_d — концентрация доноров, J_{sc} — фототок короткого замыкания, S — площадь барьера. При уменьшении освещаемой площади, S_{ph} , (при этом $J_{sc} \sim S_{ph}$) должно было бы наблюдаться увеличение наклона зависимости $U_{oc}(T)$ на $(k/q)[\ln(S/S_{ph})]$.

Однако если имеются каналы утечки через область объемного заряда, например, на периферии барьера, на открытой поверхности (рис. 2), величина фотоэдс уменьшается с увеличением проводимости канала G . Так как внутреннее сопротивление барьера Шоттки $R_b \approx \exp(-U_{oc}/kT)$ быстро увеличивается с уменьшением U_{oc} , при затемнении периферии барьера и уменьшении J_{sc} можно более отчетливо увидеть характер температурного поведения $G(T)$. При этом наклон зависимости $U_{oc}(T)$ определяется температурным изменением поверхностного изгиба зон (φ_s) в канале. При понижении температуры наклон зависимости $U_{oc}(T)$ увеличивается, если в области канала поверхностный уровень Ферми удаляется от зоны проводимости и работа выхода (Φ_s) увеличивается ($d\Phi_s/dT < 0$), и уменьшается или изменяет знак, если $d\Phi_s/dT > 0$ и поверхностный уровень Ферми приближается к зоне проводимости, а работа выхода уменьшается. Необходимым условием уменьшения U_{oc} при охлаждении является уменьшение высоты поверхностного барьера ($d\Phi_s/dT > dE_f/dT$ и соответственно $d\varphi_s/dT > 0$) и рост поверхностной концентрации электронов $n_s(T)$ в канале.

Из рис. 5 следует, что барьеры Шоттки имеют каналы утечки и в их области поверхностный изгиб зон и работа выхода изменяются с температурой ступенчато. Так, в образцах Au-n-Si(ОДУ) при охлаждении от 300 до 80 К и равномерном освещении увеличение фотоэдс составляет $\Delta U_{oc} = 0.26$ В и близко к $\Delta E/q = 0.3$ В. Однако зависимость $U_{oc}(T)$ нелинейна и имеет перегибы, а при затемнении периферии барьера ее наклон уменьшается, что указывает на немонотонное уменьшение Φ_s при охлаждении. Из рис. 5 следует, что в образцах Au-n-Si и Au-por-Si фотоэдс падает при $T < 180$ К из-за немонотонного уменьшения Φ_s .

Рост фотоэдс при понижении температуры от 280 до 200 К, наблюдавшийся во всех образцах, указывает на увеличение Φ_s . Так, в образцах Au-n-Si $\Delta U_{oc} = 0.20 \div 0.25$ В, и с учетом сдвига уровня Ферми $\Delta E_f = 0.1$ эВ, изменение Φ_s составляет $\Delta \Phi_s = 0.10 \div 0.15$ эВ.

Высокочастотная комплексная проводимость и релаксационные спектры. Наблюдающееся соответствие температурного хода зависимостей высокочастотной проводимости $\tilde{G}(T)$ и емкости $C(T)$ диодов Au-n-Si(ОДУ) (рис. 2) свидетельствует о том, что проводимость канала на переменном токе имеет не только активную, но и реактивную составляющую.

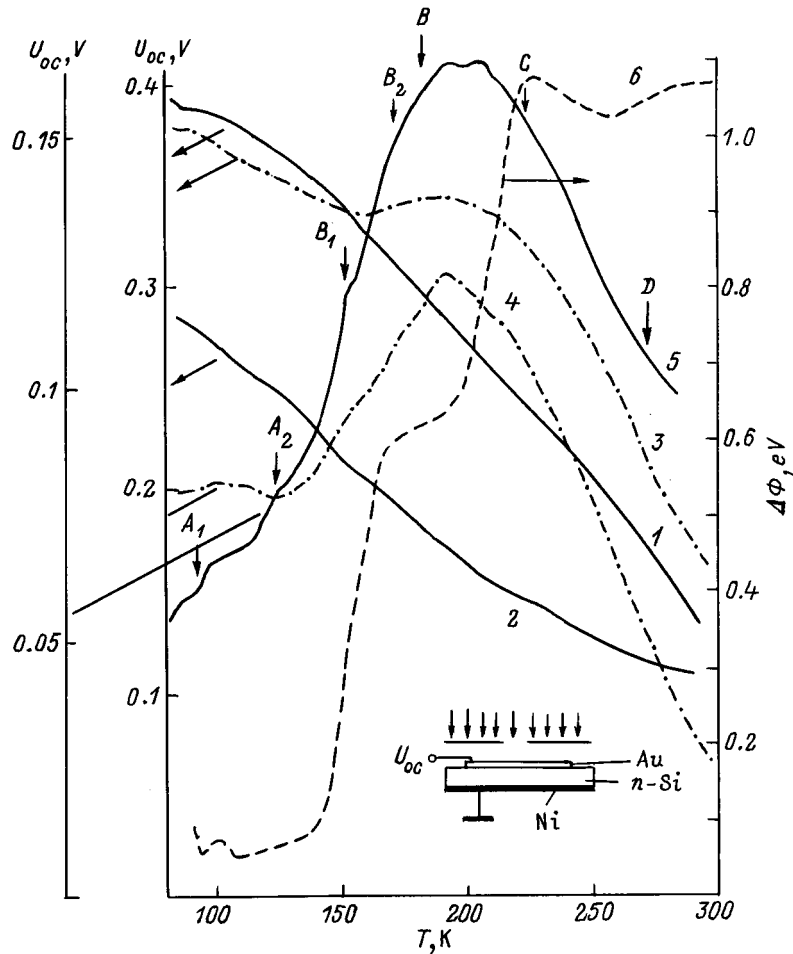


Рис. 5. Температурные зависимости фотоэда U_{oc} диодов Au-n-Si (ОДУ) (1, 2), Au-n-Si (3, 4) и Au-por-Si (5) и изменения работы выхода $\Delta\Phi$ Cu в системе H_2O/Cu (6) из работы [24]. 1, 3, 5 — равномерная засветка; 2, 4 — засветка пятном диаметром 2 мм. Отмечены T_{max} пиков емкостного спектра, представленного на рис. 3. На вставке — схема опыта.

Рассмотрим структуру канала утечки (рис. 2). Потенциальная "яма" в барьере Шоттки является истоком канала утечки, барьер — затвором, нейтральная область Si за краем области объемного заряда — стоком. Эта структура подобна структуре униполярного дрейфового транзистора с вертикальным *n*-каналом и затвором Шоттки, закороченным с истоком. Согласно [19–21], проводимость такого неоднородного по ширине проводящего канала с ростом обратного напряжения изменяется в результате перекрытия канала областью объемного заряда и снижения возникающего барьера продольным электрическим полем. Доминирование одного из этих процессов определяет характер зависимости тока канала от напряжения — сублинейный (вольт-амперная характеристика пентодного типа) или суперлинейный (вольт-амперная характеристика триодного типа).

Области канала у истока и стока обеспечивают внутреннюю обратную связь в канале и переходные процессы, связанные с перезарядкой проходной емкости канала C_s , медленные по сравнению с максвелловской релаксацией. Мгновенное время *RC*-релаксации канала есть

$\tau_s = C_s/g$, при этом $\tau_s > 12\tau_m(L/a)^2$, где τ_m — время диэлектрической релаксации, $g = g(\varphi, U)$ — крутизна, $a = a(\varphi, U)$ и $L = L(\varphi, U)$ — эффективные ширина и длина канала [21].

При импульсном увеличении обратного напряжения скачок тока канала сопровождается спадом, замедляющимся с течением времени. Это связано с увеличением омического падения напряжения на области истока и соответствующим сужением канала у истока, вызывающим дальнейшее увеличение падения напряжения и сужение канала (и увеличение τ_s), что и приводит к относительно медленному уменьшению проводимости канала [21].

Модуляция проводимости канала со временем τ_s приводит к сдвигу по фазе между напряжением и током канала. В результате высокочастотная проводимость канала имеет и активную, и реактивную составляющие. При измерениях емкости реактивный ток канала во внешней цепи суммируется с током смещения через барьерную емкость, что и влияет на величину измеряемой емкости и ее зависимость от температуры.

Из рис. 2 и 5 следует, что при малых напряжениях по порядку величины высокочастотная проводимость диодов Au–n-Si(ОДУ) близка к статической проводимости канала утечки в диодах Au–n-Si, их зависимости от температуры также сходны. Этим подтверждается, что температурный ход высокочастотной проводимости отражает температурные изменения проводимости области истока. Так как проводимость этой области определяется поверхностной концентрацией электронов, n_s , температурное поведение $\tilde{G}(T)$ при малых U отражает температурное поведение $n_s(T)$ и свидетельствует о немонотонном изменении n_s с температурой.

Оценим характерный масштаб времени релаксации τ_s . При малых U отношение \tilde{G}/G составляет в зависимости от температуры $\sim 10 \div 5 \cdot 10^3$. Отсюда следует, что после переключения напряжения уменьшение тока от его величины при $t = 1$ мкс (частота $f = 160$ кГц, $1/2\pi f = 1$ мкс) до стационарной составляет $\sim 10 \div 10^3$. Уменьшение тока и, соответственно, проводимости и отношения a/L уже в $10 \div 10^2$ соответствует увеличению $\tau_s \sim (L/a)^2$ до $0.1 \div 10^2$ мс.

Рассмотрим влияние области стока на характер переходного процесса в канале. Так как поле в области объемного заряда барьера Шоттки линейно уменьшается с расстоянием x от барьера, $E_b(x) \sim (1-x/w)$, после мгновенного возрастания U , по мере перезарядки проходной емкости, канал должен расширяться в сторону стока, релаксируя к стационарному распределению $a(x) \sim (1-x/w)^{-1}$. В результате спад тока и уменьшение проводимости, следующие после начального скачка тока, сменяются ростом тока и увеличением проводимости. Согласно [21], при малом приращении напряжения ΔU крутизна $g \sim \Delta U [w_g/w(U)]$, где $w_g = \varphi \varepsilon / q^2 n_s$ (ε — диэлектрическая проницаемость), тогда $\tau_s = C_s/g \sim n_s$. При этом, если $n_s \sim \exp(\Delta E/kT)$, то $\tau_s \sim \exp(\Delta E/kT)$ и увеличивается при увеличении n_s , что и может объяснить температурное соответствие хода зависимостей $\tilde{G}(T)$ и пиков релаксационного спектра.

Влияние адсорбированной воды на температурный ход работы выхода. Согласно сложившимся в настоящее время представлениям [1,14,22], закрепление уровня Ферми на поверхности n-Si осуществляется акцепторными состояниями разорванных связей трехкоординированных атомов Si. При заполнении этих поверхностных состояний электронами и формируется поверхностный барьер. Разорванные связи Si являются также доминирующими центрами адсорбции воды. Закрепляясь на разорванных связях Si, молекулы воды пассивируют их, что сопровождается уменьшением высоты поверхностного барьера. Предполагается также, что адсорбированная вода может оказывать донорное действие, что и является причиной образования электронных каналов утечки в барьерных структурах. Молекулы адсорбированной воды и их фрагменты (радикалы Н и ОН) могут образовывать водородные связи с соседними молекулами воды и с разорванными связями атомов кислорода из ближайшего окружения [14].

Анализ полученных результатов и литературных сведений [22–25] показывает, что ступенчатые изменения поверхностного потенциала наблюдаются в области температур 90, 130, 185, 220 и 273 К, а также 153 и 173 К, являющихся характерными для воды и совпадающих с температурами размораживания вращательной подвижности диполей воды в объемных [23] и двумерных [24] фазах воды, а также в кластерах воды, адсорбированной в порах SiO₂ [22], и температурами упорядочения диполей воды в группах молекул кристаллизованной воды [25]. При низкотемпературной адсорбции воды, хорошо изученной на металлах, размораживание подвижности, сопровождающееся увеличением работы выхода (рис. 5, кривая б из [24]), происходит в области тех же температур, что и в системе H₂O/SiO₂ [22].

Эти результаты могут быть объяснены на основе следующей качественной модели. Вода структурируется при адсорбции на поверхности Si с образованием при понижении температуры от 273 до 180 К кластеров, представляющих собой зародыши или фрагменты кристаллических и аморфных низкотемпературных фаз воды/льда. При вымораживании вращательной подвижности диполи воды ориентируются в адсорбционном поле поверхности Si. Увеличение их преимущественной ориентации нормально к поверхности происходит по мере охлаждения от 300 до 80 К в несколько ступеней при характерных для воды температурах. Закрепляясь на поверхности, диполи воды нейтрализуют разорванные связи Si. Упорядоченная ориентация диполей воды сопровождается ростом положительного связанного заряда на границе Si–SiO₂, а также свободного заряда электронов на поверхности Si. Последнее может быть связано как с существующими донороподобными состояниями, так и, возможно, донорными свойствами самих диполей воды.

Вымораживание подвижности сопровождается ступенчатым ростом поверхностной концентрации электронов и уменьшением работы выхода. Увеличение работы выхода в области 280 ÷ 200 К может быть связано с ростом числа латеральных водородных связей.

Увеличение числа ядер кристаллизации на дефектной поверхности с большим числом оборванных связей Si (в образцах Si(ОДУ) связанных с выходом дислокаций на поверхность [14]) приводит к структурной разупорядоченности адсорбированной воды и образованию мелких аморфных кластеров или мономеров воды. При этом большая доля диполей воды сохраняет вращательную подвижность до 90 К и нейтрализует поверхностные состояния только при охлаждении до низких температур.

Согласно этой модели, определенные из зависимостей Аррениуса $\tau(T) = \tau_0 \exp(\Delta E/kT)$ энергии активации $\Delta E = 0.22, 0.43$ и 0.54 эВ могут быть сопоставлены с энергией разрыва одной, двух и трех водородных связей.

Заключение

Анализ полученных в работе результатов свидетельствует, что температурные изменения поверхностного изгиба зон на реальной поверхности n -Si имеют ступенчатый характер, соответствующий немонотонному уменьшению работы выхода Si при охлаждении от 300 до 80 К и росту поверхностной концентрации свободных электронов в районе температур, характерных для группировки воды. Это приводит к формированию поверхностных электронных каналов утечки, проявляющихся в высокочастотных и импульсных характеристиках исследованных диодов.

Предполагается, что эти эффекты связаны со структурированием воды, адсорбированной на границе Si-SiO₂, и ориентацией диполей воды поверхностью при вымораживании их вращательной подвижности.

Авторы благодарят Д.В. Тархина за предоставленные для исследования кристаллы n -Si с ОДУ.

Список литературы

- [1] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [2] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982).
- [3] М.С. Каган, Е.Г. Ландсберг. *ФТП*, **8**, 125 (1974).
- [4] Н.И. Бочкарева. *ФТП*, **25**, 537 (1991).
- [5] Г.А. Катрич, Д.И. Моисеев. *ФТТ*, **27**, 2588 (1985).
- [6] С.И. Кириллова, М.Д. Моин, В.Е. Примаченко, С.В. Свечников, В.А. Чернобай, И.Н. Дубров. *ФТП*, **26**, 1399 (1992).
- [7] С.И. Кириллова, В.Е. Примаченко, О.В. Снитко, В.А. Чернобай. *Поверхность*, № 11, 74 (1991).
- [8] С.И. Кириллова, В.Е. Примаченко, В.А. Чернобай. *ФТП*, **30**, 118 (1996).
- [9] Н.И. Бочкарева, С.С. Рувимов. *ФТП*, **26**, 872 (1992).
- [10] N.I.Bochkareva, J. Heydenreich, S. Ruvimov, R. Scholz, K. Scheerchmidt, L.M. Sorokin. *Sol. St. Phynomena*, **32–33**, 565 (1993).
- [11] Н.И. Бочкарева. *ФТП*, **28**, 290 (1994).
- [12] J. Kaniewski, M. Kaniewska, A.R. Peaker. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 359 (1992).
- [13] Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, С.С. Рувимов, Д.В. Тархин, А.А. Ситникова, Ю.Г. Шретер. *ФТТ*, **34**, 1513 (1992).
- [14] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. *Дефекты в кремнии и на его поверхности* (М., Наука, 1990).
- [15] M.-C. Bellissent-Funel, J. Lal, L.J. Bosio. *J. Chem. Phys.*, **98**, 4246 (1993).
- [16] J.C. Dore, M. Dunn, P. Chieux. *J. de Phys. Coll. C1*, **48**, 457 (1987).
- [17] P. Omling, E.R. Weber, L. Montelius, H. Alexander, J. Michel. *Phys. Rev. B*, **32**, 6571 (1985).
- [18] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [19] А. Блихер. *Физика биполярных и полевых транзисторов* (Л., Энергоатомиздат, 1986).
- [20] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1973).
- [21] J. Nishizawa, T. Terasaki, J. Shibata. *JEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-22**, 185 (1975).
- [22] В.Ф. Киселев. *Поверхностные явления в полупроводниках и диэлектриках* (М., Наука, 1970).
- [23] G.P. Johari, A. Hallbrucker, E.J. Mayer. *J. Chem. Phys.*, **95**, 2955 (1991).
- [24] A. Spitzer, A. Ritz, H. Luth. *Surf. Sci.*, **152/153**, 543 (1989).
- [25] Н.Д. Гаврилова, Ю.П. Козлова, А.М. Козлов, А.Н. Израиленко. *ФТТ*, **26**, 2884 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature anomalies of the work function and surface conductivity relaxation in n -Si with structural defects

N.I. Bochkareva, A.V. Klochkov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract The temperature behaviour of hf conductivity of the surface electron channels in Schottky diodes based on a high-resistance n -Si with oxidation-induced stacking faults located near the surface have been studied. The results obtained indicate that the reversible changes of the surface band bending and the work function with temperature are stepwise in the temperature range 80 ÷ 300 K. It is shown that the electron concentration at the surface increases upon cooling from 180 to 80 K. The effects are suggested to arise from the disordered structure of the water adsorbed on the Si-SiO₂ interface and water dipole orientation at the surface due to freezing of dipolar rotational mobility.