

Исследование фотоэдс в структурах ⟨пористый Si⟩/Si методом импульсного фотонапряжения

© В.Ю. Тимошенко, Е.А. Константинова, Т. Дитрих*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

*Технический университет Мюнхена,
D-85747 Гархинг, Германия

(Получена 26 мая 1997 г. Принята к печати 7 июня 1997 г.)

Фотовольтаические явления в структурах ⟨пористый Si⟩/Si (*por-Si/p-Si*) исследованы методом импульсного фотонапряжения в интервале времен 100 нс–10 мс при облучении наносекундными лазерными импульсами с энергиями квантов 1.4, 2.0, 2.8 и 3.7 эВ. Полученные данные свидетельствуют о том, что кроме барьерной фотоэдс, обусловленной разделением неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда *p-Si* на границе раздела *por-Si/p-Si*, также существует эффективный механизм формирования фотоэдс в результате перезарядки поверхности наноструктуры *por-Si*. Данный механизм реализуется специфическим для полупроводниковых наноструктур образом, объясняемым как "оптическое легирование" полупроводника.

1. Введение

В последнее время интенсивно исследуются электронные явления в пористом Si (*por-Si*). Наиболее хорошо изучены его структурные, оптические и люминесцентные свойства [1,2]. Установлено, что квантово-размерный эффект и молекулярное покрытие наноструктур играют определяющую роль в явлении фотолюминесценции (ФЛ). В работах [3,4] была исследована проводимость *por-Si* и сделан вывод о прыжковом механизме переноса носителей заряда, что свидетельствует о наличии большого числа ловушек — центров захвата заряда. Отдельные работы посвящены изучению фотовольтаических явлений в этом материале. Барьерная фотоэдс в структуре металл/*por-Si* была обнаружена и исследована в работе [5]. Фотопроводимость [6,7] и фотоэдс [8,9] в структуре металл/*por-Si/p-Si* изучались в видимом спектральном диапазоне. В работе [10] была обнаружена латеральная фотоэдс в слоях *por-Si*. Однако механизмы формирования фотоэдс в *por-Si* остаются предметом дискуссий. Кроме того, в большинстве случаев неконтролируемые контактные явления на границе раздела металл/*por-Si* осложняют интерпретацию результатов исследования.

В наших предыдущих работах было показано, что бесконтактный метод измерения контактной разности потенциалов (КРП) по схеме Кельвина может быть успешно использован для исследования фотовольтаических эффектов в *por-Si* [11,12]. Захват заряда с временами релаксации порядка нескольких минут и более был зафиксирован в окисленном *por-Si*. Регистрировались как положительные, так и отрицательные значения сигналов КРП в процессе освещения образцов излучением с разными энергиями квантов. Но механизмы формирования фотоэдс не были до конца выяснены, поскольку КРП измерялась на временах, превышающих 0.1 с. В работе [13] фотовольтаические эффекты в *por-Si* исследовались с разрешением 100 нс методом импульсного фотонапряжения (ИФН). К сожалению, в этой работе

измерения ИФН выполнены только для двух энергий световых квантов, что не позволяет однозначно сделать вывод о природе формируемой фотоэдс. Кроме того, для выявления характерных особенностей фотоэдс в наноструктурах *por-Si* необходимы сравнительные эксперименты на поверхностях *c-Si* с аналогичным молекулярным покрытием.

В данной работе исследование структур *por-Si/p-Si* методом ИФН выполнялось с использованием наносекундных лазерных импульсов с энергиями квантов 1.4, 2.0, 2.8 и 3.7 эВ. Анализировались фотовольтаические явления в свежеприготовленных и окисленных образцах, а также для сравнения были исследованы в аналогичных условиях монокристаллы *p-Si*. Предложена модель формирования фотоэдс, объясняющая полученные экспериментальные результаты и хорошо согласующаяся с данными КРП [11,12].

2. Методика эксперимента

Структуры *por-Si/p-Si* были сформированы анодной обработкой пластин *p-Si* ($\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) с ориентацией (100) в растворе $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}:\text{H}_2$ (1:2:1) при плотности тока 30 мА/см^2 в течение 5 мин. Толщина пористого слоя составляла порядка 5 мкм. Одна часть образцов была исследована непосредственно после приготовления. Другая часть подвергалась выдержке на воздухе в течение нескольких месяцев (окисленные образцы). Пластины *p-Si*, используемые для сравнения, выдерживались в HF без пропуска тока. Объемное время жизни носителей заряда в монокристаллах *p-Si* составляло $\tau_0 = 20 \text{ мкс}$ [14]. Поверхность свежеприготовленных образцов, согласно нашим данным по пропусканию в инфракрасной области излучения [12], пассивирована водородом. В окисленном *por-Si* преобладают связи Si–O [12]. Поверхность монокристаллического *p-Si*, обработанного в HF, характеризуется водородным покрытием [15].

Измерения выполнялись в атмосфере сухого азота по схеме конденсатора, одной из обкладок которого служил

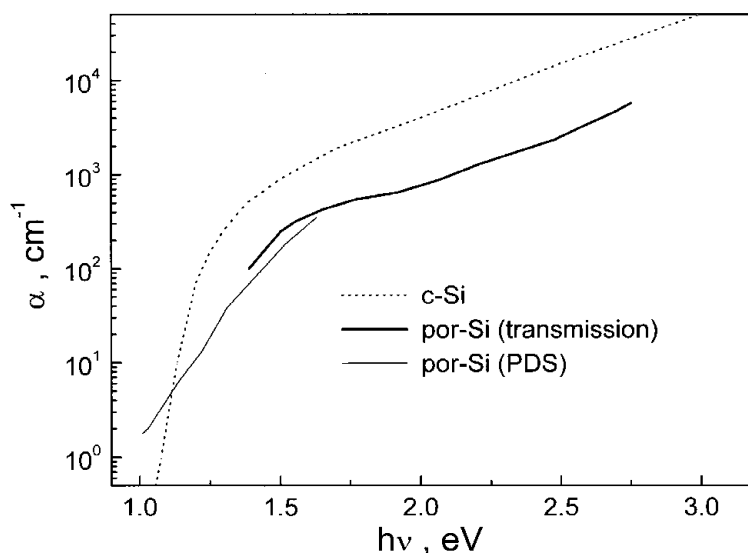


Рис. 1. Зависимость коэффициентов поглощения *por-Si* (сплошные линии) и *c-Si* (пунктирная линия) от энергии оптических квантов. Величины $\alpha(h\nu)$ для *por-Si* получены из измерений пропускания отслоенных пленок (жирная линия) и из работы [20] по данным фототермической отклоняющей спектроскопии (PDS, тонкая линия). Значения $\alpha(h\nu)$ для *c-Si* взяты из работы [21].

исследуемый образец, а другой — полупрозрачный металлический электрод, отделенный от поверхности *por-Si* пластинкой слюды толщиной 10 мкм. Сигнал ИФН измерялся относительно полупрозрачного металлического электрода. Кинетика фотонапряжения, возбуждаемого моноимпульсным лазерным облучением, регистрировалась с помощью цифрового вольтметра Tektronix RTD 710A. Полоса пропускания в наших экспериментах составляла $10^2 \div 10^7$ Гц. Для возбуждения использовались следующие лазеры: полупроводниковый лазерный диод ($h\nu_1 = 1.4$ эВ, $\tau = 150$ нс, $W = 1$ мкДж/см²), азотный лазер и накачиваемые им лазеры на красителях ($h\nu_2 = 2.0$ эВ, $h\nu_3 = 2.8$ эВ, $h\nu_4 = 3.7$ эВ, $\tau \sim 1$ нс, $W = 0.01 - 0.02$ мкДж/см²). Дополнительная информация получалась из оптических измерений фотолюминесценции и поглощения. Для этой цели использовались отслоенные по окончании электрохимического процесса пленки *por-Si*.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Оптические свойства пористого Si

Максимумы спектров ФЛ свежеприготовленных и окисленных образцов находились в области $\lambda = 700$ нм при возбуждении ультрафиолетовым светом с энергией квантов $h\nu_4$. Однако интенсивность свечения окисленного *por-Si* была в 7 раз выше, чем свежеприготовленного. Вероятно, это обусловлено более качественной пассивацией поверхности наноструктур оксидным слоем. Измеренный нами внешний квантовый выход η окисленных образцов составил примерно 0.2%.

На рис. 1 представлен коэффициент поглощения $\alpha(h\nu)$ для *por-Si*, вычисленный на основе измерений оптическо-

го пропускания и данных метода фотоотклоняющей спектроскопии (photothermal deflection spectroscopy). Отметим, что результаты приведены без корректировки на пористость. Величины $\alpha(h\nu)$ для *c-Si*, взятые из справочника, показаны на рисунке для сравнения. Согласно рис. 1, глубина проникновения света α^{-1} в *por-Si* превышает 10 мкм для $h\nu < 2$ эВ и составляет меньше чем 1 мкм для $h\nu > 2.5$ эВ. Следовательно, можно считать, что используемые слои *por-Si* практически прозрачны для $h\nu \leq 2$ эВ и непрозрачны для $h\nu > 2.5$ эВ.

3.2. Измерения импульсного фотонапряжения для пластин *p-Si*

Кинетика фотонапряжения $U_{PV}(t)$ после воздействия лазерных импульсов максимальной интенсивности на монокристаллические пластины *p-Si* показана на рис. 2. Как видно из рисунка, временное положение максимума амплитуды сигнала практически соответствует временному положению лазерного импульса. Кривые $U_{PV}(t)$ схожи между собой для энергий возбуждения в интервале $h\nu_1 - h\nu_3$. Характер релаксации близок к экспоненциальному (ср. кривые 1–3 и расчетную экспоненциальную кривую 5). Для энергии квантов $h\nu_4$ отличие кинетики $U_{PV}(t)$ от экспоненциальной зависимости увеличивается. Время релаксации фотонапряжения, измеренное по уменьшению его амплитуды в e раз, приблизительно равно 50 мкс для всех энергий квантов возбуждения.

Амплитуда и знак ИФН свидетельствуют о том, что регистрируемый сигнал в основном обусловлен барьерной фотоздс вследствие разделения неравновесных носителей заряда (ННЗ) в электрическом поле приповерхностной области. Тем не менее ряд особенностей кинетики $U_{PV}(t)$ на начальном их этапе и на временах

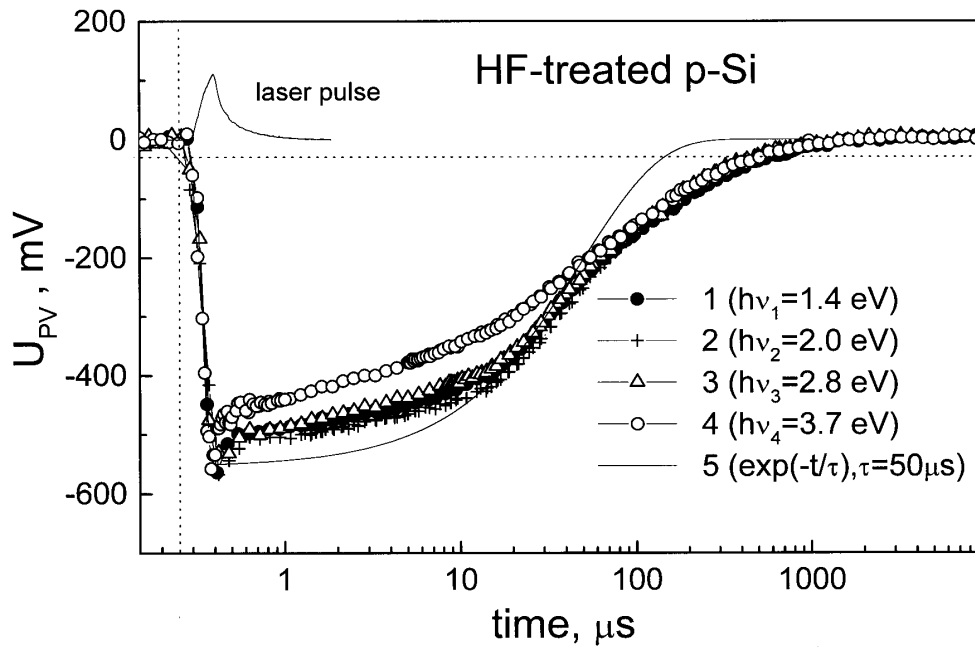


Рис. 2. Кинетика фотоэдс U_{PV} для p -Si после освещения лазерными импульсами (энергия квантов $h\nu_i$ указана на рисунке). Кривая 5 соответствует расчетной зависимости экспоненциальной релаксации фотоэдс при $\tau = 50$ мкс.

более 100 мкс, по-видимому, связаны с захватом ННЗ на поверхностные состояния. Обсудим их. Как видно из рис. 2, резкое уменьшение $|U_{PV}|$ происходило в течение $\tau \approx 0.2$ мкс после освещения. Мы предполагаем, что данная особенность обусловлена поверхностной фотоэдс в результате образования положительного заряда на поверхностных состояниях. Согласно [16], быстрые

состояния сильно влияют на амплитуду фотоэдс при высоком уровне инжекции. Захват заряда на быстрые состояния, на наш взгляд, наиболее ярко выражен для случая возбуждения приповерхностной области светом с энергией квантов $h\nu_4$ (рис. 2, кривая 4). Характер зависимостей $U_{PV}(t)$ на временах больше 100 мкс и их отличие от экспоненциального спада ("хвосты") вероятно могут быть обусловлены выбросом захваченного положительного заряда и (или) захватом отрицательного заряда.

Было обнаружено, что зависимость $|U_{PV}^{max}|$ от интенсивности освещения выходит на насыщение (рис. 3, кривые 1, 2). Последнее свидетельствует о распрямлении зон в приповерхностном слое при максимальной интенсивности возбуждения. Максимальная избыточная концентрация носителей заряда составляла $\delta n \approx W\alpha/h\nu = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для облучения с $h\nu_1$ и $\delta n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для импульсов в диапазоне $h\nu_2-h\nu_4$, что соответствует уровню инжекции $\delta n/n_i \approx 10^5$, где $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ — собственная концентрация носителей заряда. Этого достаточно для распрямления зон в исследуемых образцах [16,17]. Если пренебречь влиянием быстрых состояний, то максимальная амплитуда ИФН определяется как

$$|U_{PV}|^{max} = Y_0 - U_D, \tag{1}$$

где Y_0 — исходный поверхностный потенциал. Эдс Дембера U_D дается следующим выражением:

$$U_D = \frac{b-1}{b+1} \ln \left[1 + \frac{\delta n}{n_i} \left(\frac{b+1}{\lambda + b/\lambda} \right) \right], \tag{2}$$

где $b = \mu_e/\mu_n$ обозначает отношение подвижностей электронов и дырок, $\lambda = n_i/n_0 = p_0/n_i$ — параметр

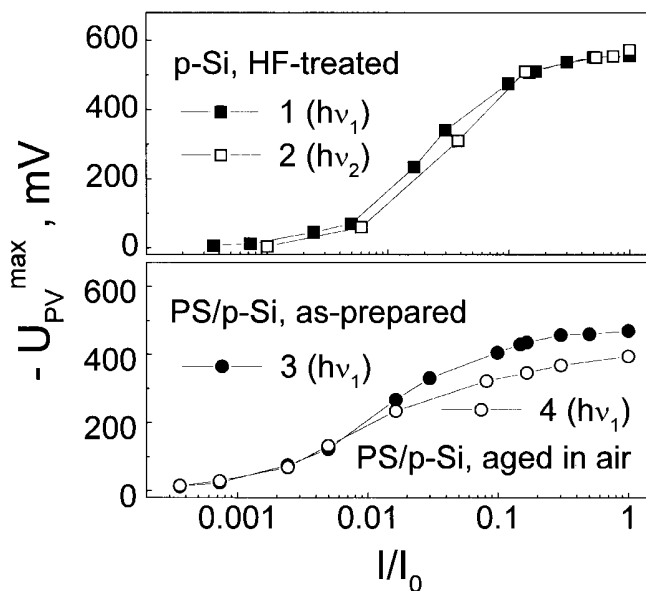


Рис. 3. Зависимости максимальной амплитуды фотоэдс $|U_{PV}|^{max}$ от интенсивности возбуждения I при освещении светом с энергиями $h\nu_1, h\nu_2$ для p -Si (1, 2) и образцов por -Si/ p -Si: 3 — свежеприготовленного, 4 — окисленного. На рисунке por -Si обозначен как PS.

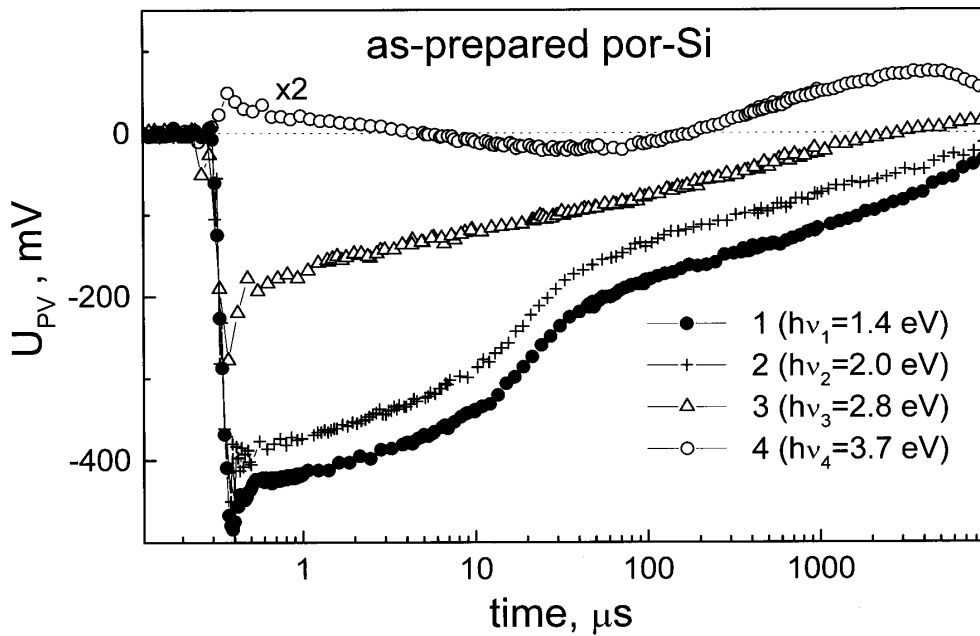


Рис. 4. Кинетика фотоэдс U_{PV} для свежеприготовленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ при возбуждении лазерными импульсами с энергиями квантов $h\nu_i$, указанными на рисунке.

”несобственности” полупроводника, n_0 и p_0 — концентрации электронов и дырок в равновесном состоянии соответственно. Эдс Дембера с учетом $\delta n/n_i \approx 10^5$, $b = 3$, $\lambda = 10^5$ равна примерно 30 мВ. Следовательно, получим $Y_0 = 0.63$ эВ, что указывает на наличие слоя обеднения основными и обогащения неосновными носителями заряда в приповерхностной области $p\text{-}Si$. Наличием слоя инверсии проводимости на поверхности, вероятно, можно объяснить рост времени релаксации ИФН по сравнению с объемным временем τ_0 [18].

3.3. Измерения ИФН для свежеприготовленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$

Перейдем к обсуждению кинетики ИФН свежеприготовленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ (рис. 4). Поскольку $por\text{-}Si$ практически прозрачен для света с энергиями $h\nu_1$ и $h\nu_2$, можно предположить, что ИФН формируется в $p\text{-}Si$ на границе раздела $por\text{-}Si/p\text{-}Si$. Зависимость $|U_{PV}|^{\max}$ от интенсивности возбуждения представлена на рис. 3 (кривая 3). Принимая во внимание насыщение этой зависимости и приведенные выше выражения (1) и (2), получаем, что величина исходного изгиба энергетических зон в $p\text{-}Si$ на границе раздела $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ составляет порядка 0.51 эВ. Эта величина оказалась меньше, чем Y_0 для поверхности $p\text{-}Si$, обработанного в том же электролите. Y_0 может уменьшаться в результате захвата заряда и (или) из-за различий в энергиях электронов $por\text{-}Si$ и $c\text{-}Si$. Последнее является результатом квантового ограничения носителей заряда в наноструктурах $por\text{-}Si$.

Важной особенностью кинетик ИФН свежеприготовленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ является наличие долговременных ”хвостов” и резкое уменьшение амплитуды

при освещении с энергиями квантов $h\nu_3$ и, особенно, $h\nu_4$ (рис. 4). Хвосты зависимостей $U_{PV}(t)$, вероятно, обусловлены процессами перезарядки в самом пористом слое. Низкий сигнал для $h\nu_3$ может быть связан с поглощением света в самом $por\text{-}Si$. Согласно рис. 1, интенсивность света с $h\nu_3$, доходящего до подложки, уменьшается более чем в 10 раз по сравнению с интенсивностью излучения с энергией $h\nu_1$ за счет поглощения в пористом слое. Поскольку $por\text{-}Si$ не прозрачен для квантов с энергиями $h\nu_4$, амплитуда ИФН оказывается наименьшей. Эта величина ($U_{PV} \approx 20$ мВ) близка к значению U_D . На наш взгляд, последнее означает, что в свежеприготовленных пористых слоях встроенного электрического поля не существует. Однако электрические поля могут индуцироваться зарядом при освещении. Положительным зарядом можно объяснить хвосты в зависимости $U_{PV}(t)$ для $t > 100$ мкс (рис. 4, кривая 4).

3.4. Измерения ИФН для окисленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$

Обсудим результаты, полученные для окисленных структур $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ (рис. 5). Как видно из рисунка, существуют некоторые различия в кинетике ИФН для окисленных и свежеприготовленных образцов. Во-первых, зарегистрировано меньшее значение $|U_{PV}|^{\max}$. Из насыщающихся зависимостей $|U_{PV}|^{\max}$ от интенсивности возбуждения (рис. 3, кривая 4) было получено, что изгиб энергетических зон на границе раздела $por\text{-}Si/p\text{-}Si$ окисленных структур составил примерно 0.43 эВ. Во-вторых, следует отметить явно выраженную неэкспоненциальную форму кинетики ИФН при возбуждении квантами с энергиями в диапазоне $h\nu_1 - h\nu_3$. Это вероятно,

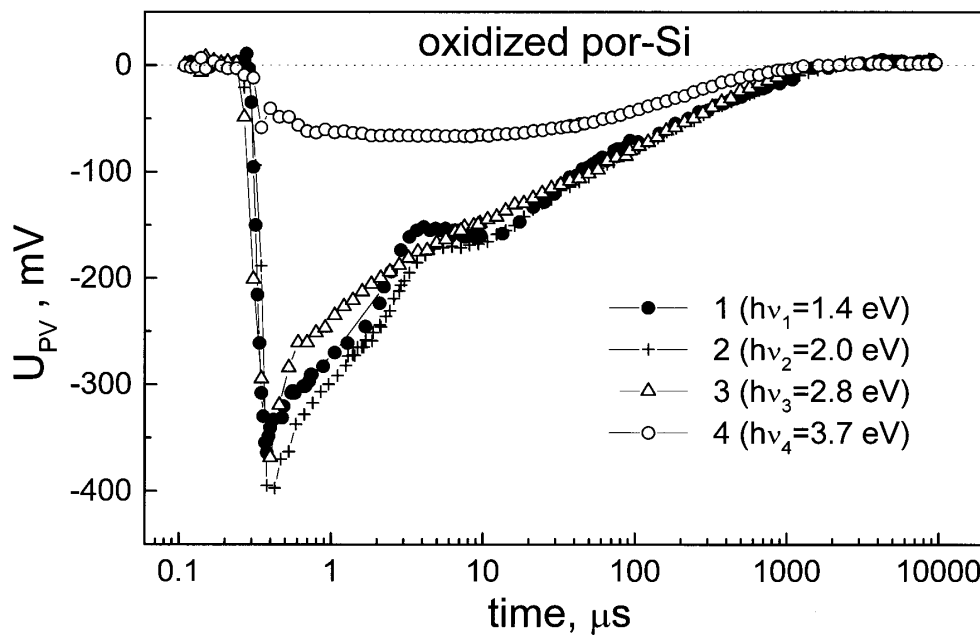


Рис. 5. Кинетика фотоэдс U_{PV} для окисленных структур $por-Si/p-Si$ при возбуждении лазерными импульсами с теми же энергиями квантов, что и на рис. 3.

обусловлено сильным захватом положительного заряда в пористом слое. Немонотонная особенность кинетики ИФН наблюдалась спустя 2 мкс после освещения квантами с энергиями $h\nu_1$ и $h\nu_2$ (рис. 5). На наш взгляд, это обусловлено захватом положительного заряда и его быстрым выбросом. В-третьих, заметная амплитуда ИФН имела место при облучении $por-Si$ сильно поглощаемым светом с $h\nu_4$ (рис. 5). Как следует из проведенного нами анализа, форма и амплитуда ИФН после освещения ультрафиолетовым светом может быть объяснена как результат перепоглощения ФЛ $por-Si$ подложкой $p-Si$. Отметим, что окисленные образцы характеризовались более высоким квантовым выходом ФЛ. Согласно нашим измерениям, близкие величины $|U_{PV}|^{max}$ фиксировались при освещении с энергией $h\nu_4$ (рис. 5) и также при освещении с энергией $h\nu_1$ и амплитудой, уменьшенной до интенсивности $I_0/200$ (рис. 3, кривая 4). Это дает η порядка 0.5% для ФЛ, возбуждаемой светом с $h\nu_4$, что согласуется с величиной, полученной из прямых оптических измерений (см. выше).

4. Модель фотовольтаических явлений

На основе полученных экспериментальных результатов можно предложить схему фотовольтаических процессов в структурах $por-Si/p-Si$ (рис. 6). В ее основе лежат два основных положения:

- (1) разделение неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда кремниевой подложки на границе раздела с $por-Si$,
- (2) захват положительного заряда на поверхности наноструктур.

Процесс (1) приводит к распрямлению зон на границе раздела $por-Si/p-Si$. Фотоэдс при облучении слабопоглощаемым светом с $h\nu = 1 \div 2$ эВ была всегда отрицательной. Следует отметить, что компонента (1) может быть индуцирована фотолюминесценцией $por-Si$. Этот эффект наиболее выражен для ультрафиолетового облучения образцов с высоким квантовым выходом (рис. 5, кривая 4).

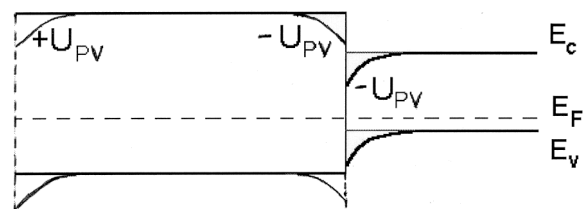
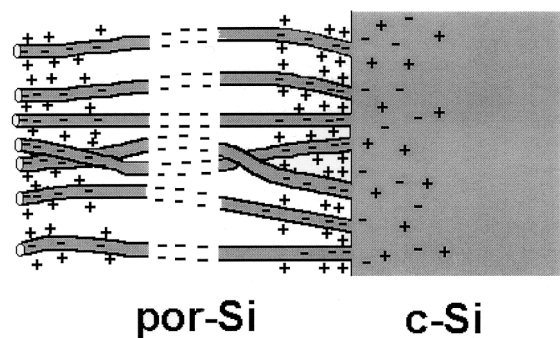


Рис. 6. Схематическое изображение структуры $por-Si/p-Si$ и ее энергетической диаграммы до (жирные линии) и после (тонкие линии) освещения.

Обсуждая процесс (2), необходимо принять во внимание как быстрые, так и медленные состояния. Быстрые состояния определяют неэкспоненциальные особенности кинетики $U_{PV}(t)$ и, вероятно, участвуют в формировании сигнала фотоэда в измерениях КРП [11,12]. Зарядка медленных состояний порождает фотоэдс с большим временем релаксации (более 1 с), так называемую оптическую зарядку [12]. Однако причина быстрых и медленных компонент фотоэда, на наш взгляд, одна — это "оптическое легирование" наноструктур *por-Si* в результате разделения зарядов в кремниевых "проводах" и образования положительного "оптического" заряда на их поверхности. В наноструктурах *por-Si*, где характерные размеры много меньше дебаевской длины экранирования, заряженные поверхностные дефекты играют роль заряженных примесей и приводят к изменению положения краев зон относительно уровня Ферми (рис. 6). Обсуждаемый процесс по существу представляет собой оптическое легирование *por-Si* и определяет характер формирования фотоэда в данном материале.

Можно показать, что как положительные, так и отрицательные значения фотоэда в исследуемых образцах обусловлены захватом только положительного заряда, происходящим в различных областях пористого слоя. Действительно, когда свет поглощается только в кремниевой подложке, то происходит распрямление зон в *p-Si* (см. выше) и диффузия неравновесных носителей заряда из *p-Si* в *por-Si*. Плотность заряженных центров спадает от границы с подложкой в глубь *por-Si* на толщинах порядка длины диффузии носителей заряда. Это приводит к изгибу зон в *por-Si* и формированию отрицательной компоненты фотоэда (рис. 6). Очевидно, что хвосты кинетики ИФН (рис. 4, 5) и высокая амплитуда сигнала КРП [12] при освещении квантами с $h\nu = 1.4 \div 2$ эВ могут быть обусловлены указанными процессами диффузии и захвата заряда.

Когда возбуждающий свет сильно поглощается в *por-Si* ($h\nu = 3 \div 4$ эВ), оптическое легирование максимально вблизи поверхности образца и спадает по направлению к подложке. Это обуславливает выход зависимостей $U_{PV}(t)$ в область положительных значений для свежеприготовленных образцов при облучении с $h\nu_4$ (рис. 4). Для окисленных структур наряду с возникновением положительной фотоэда идет процесс формирования сигнала вследствие переполнения ФЛ пористого слоя подложкой *p-Si* (см. выше). В результате конкуренции этих двух процессов кинетика ИФН при облучении с $h\nu_4$ носит явно выраженный неэкспоненциальный характер (рис. 5). Отметим, что предложенный механизм объясняет положительную фотоэдс для облучения высокоэнергетичными квантами, обнаруженную в экспериментах по КРП [12]. Для окисленных образцов времена перезарядки ловушек замедляются потенциальным барьером оксида, следовательно, имеет место долговременная оптическая зарядка [11,12].

Что касается природы ловушек, участвующих в формировании фотоэда в *por-Si*, то известно, что адсорбиру-

емые молекулы (например, вода) могут формировать положительно заряженные центры [19]. В самом деле, мы наблюдали уменьшение количества захваченного заряда в экспериментах по КРП после прогрева образцов [11,12] при $T = 450$ К, что достаточно для десорбции с поверхности *Si* слабосвязанных молекул воды [19].

5. Заключение

В данной работе фотовольтаические явления в структурах *por-Si/p-Si* были исследованы бесконтактным методом импульсного фотонапряжения. Использовались как свежеприготовленные, так и окисленные структуры. Также для сравнения анализировались монокристаллические образцы *p-Si*, обработанные в HF. Полученные данные свидетельствуют о наличии барьерной фотоэда на границе пористого слоя и подложки, а также о существовании поверхностной фотоэда. Последняя формируется в результате образования положительного заряда на поверхности наноструктур и вызванного этим оптического легирования пористого слоя. Было показано, что неоднородное по глубине пористого слоя оптическое легирование ведет как к положительному, так и отрицательному значению фотоэда.

Авторы благодарны П.К. Кашкарову и С.Н. Козлову за ценные замечания и полезные обсуждения результатов.

Данная работа была частично поддержана Российскими государственными научно-техническими программами "Поверхностные атомные структуры" (проект 96-1.33) и "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-064).

Список литературы

- [1] K. Jung, S. Shih, D. Kwong. J. Electron. Soc., **140**, 346 (1993).
- [2] B. Hamilton. Semicond. Sci. Technol., **10**, 1187 (1995).
- [3] M. Ben-Chorin, F. Moller, F. Koch. Phys. Rev. B, **49**, 2981 (1994).
- [4] M. Ben-Chorin, F. Moller, F. Koch, W. Schirmacher, M. Eberhard. Phys. Rev. B, **51**, 2199 (1995).
- [5] J.P. Zheng, K.L. Liao, W.P. Shen, W.A. Anderson, H.S. Kwok. Appl. Phys. Lett., **61**, 459 (1992).
- [6] G. Smestad, M. Kunst. Sol. Energ. Mat. & Solar Cells, **26**, 277 (1992).
- [7] T. Ozaki, M. Araki, S. Yoshimura, H. Koyama, N. Koshida. J. Appl. Phys., **76**, 1986 (1994).
- [8] F. Yan, X.-M. Bao, T. Gao. Sol. St. Commun., **91**, 341 (1994).
- [9] N.J. Pulsford, G.L.J.A. Rikken, Y.A.R.R. Kessener, E.J. Lous, A.H.J. Venhuizen. J. Appl. Phys., **75**, 636 (1994).
- [10] D.W. Boeringer, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **65**, 2332 (1994).
- [11] Th. Dittrich, P.K. Kashkarov, E.A. Konstantinova, V.Yu. Timoshenko. Thin Sol. Films, **255**, 74 (1995).
- [12] P.K. Kashkarov, E.A. Konstantinova, A.B. Matveeva, V.Yu. Timoshenko. Appl. Phys. A, **62**, 547 (1996).
- [13] V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov, A.B. Matveeva, E.A. Konstantinova, H. Fliether, Th. Dittrich. Thin. Sol. Films, **276**, 216 (1996).

- [14] V.Yu. Timoshenko, J. Rappich, Th. Dittrich. Jap. J. Appl. Phys., **36**, L58 (1996).
- [15] E. Yablonovitch, D.L. Allara, C.C. Chang, T. Gmitter, T.B. Bright. Phys. Rev. Lett., **57**, 249 (1986).
- [16] E.O. Jonson. Phys. Rev., **111**, 153 (1958).
- [17] Th. Dittrich, M. Braue, L. Elstner. Phys. St. Sol., **137**, K29 (1993).
- [18] K. Watanabe. Semicond. Sci. Technol., **9**, 370 (1994).
- [19] V.F. Kiselev, O.V. Krylov. *Electronic Phenomena in Adsorption and Catalysis on Semiconductors and Dielectrics* (Berlin, Springer Verlag, 1987).
- [20] Д.Г. Яркин, Е.А. Константинова, В.Ю. Тимошенко. ФТП, **29**, 669 (1995).
- [21] *Полупроводники*, под ред. Н.Б. Хеннея (М., ИЛ. 1962).

Редактор Т.А. Полянская

Investigation of photovoltage in $\text{por-Si}/\text{p-Si}$ structures by pulsed photovoltage method

V.Yu. Timosheno, E.A. Konstantinova, Th. Dittrich*

M.V. Lomonosov Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

*Munich Technical University,
D-85747 Garching, Germany

Abstract Photovoltaic phenomena in $\langle \text{porous silicon} \rangle / \text{silicon}$ structures ($\text{por-Si}/\text{p-Si}$) were investigated by pulsed photovoltage method in time region from 100 ns up to 10 ms under laser nanosecond pulse radiation with quantum energies 1.4, 2.0, 2.8 and 3.7 eV. The data obtained evidence that besides the barrier photovoltage, which is due to separation of nonequilibrium charge carries in charge space region at the $\text{por-Si}/\text{p-Si}$ interface, there exists an effective mechanism of photovoltage formation due to positive charging of por-Si nanostructure surface. The mechanism is peculiar to semiconductor nanostructures being interpreted as "optical doping" of semiconductors.

E-mail: vtim@ofme.phys.msu.su (Timoshenko)