

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ Si, Cu(In, Ga)(S, Se)₂ И Cd(S, Se) ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

The results of materials intended for solar cells creation (Si, Cu(In, Ga)(S, Se)₂, Cd(S, Se)) investigation as well as development of methods of their diagnostics obtained at the department of energy physics of the Belarusian State University during a few last years are summarized.

Истощение природных ресурсов и ухудшение экологической обстановки обуславливают необходимость поиска новых путей энергообеспечения, в том числе с использованием нетрадиционных и возобновляемых источников энергии, среди которых самым крупным потенциалом обладает солнечная энергия. Ее количество, достигающее поверхности Земли, на четыре порядка величины превышает текущие потребности человечества.

На территорию Беларуси за год поступает около $3 \cdot 10^{14}$ кВт·ч солнечной энергии, что эквивалентно 40 млрд т у. т. и более чем на три порядка величины превышает общее потребление энергоносителей в государстве. В таблице приведены сравнительные данные глобального солнечного потока для некоторых регионов планеты. Как можно видеть, Беларусь находится даже в более выгодном положении, чем некоторые страны-лидеры развития солнечной энергетики, например Германия [1]. Несложный расчет показывает, что даже при эффективности солнечных элементов (СЭ), равной 10 %, для покрытия годовой потребности Беларуси в электроэнергии, не превышавшей в последние годы 50 млрд кВт·ч, необходимо установить СЭ на площади 380 км² (менее 0,2 % территории).

Глобальные параметры солнечного климата

Регион	Годовое количество поступающей солнечной энергии, кВт·ч/м ²	Относительная величина
ОАЭ	2435	1
США, Калифорния	2121	0,81
Беларусь, центр	1184	0,49
Беларусь, северо-запад	1176	0,48
Дания	1176	0,48
Германия, центр	1137	0,47
Финляндия, юг	1124	0,46
Англия, Манчестер	1015	0,42

Сегодня в США стоимость 1 Вт установленной электрической мощности при использовании тонкопленочных СЭ составляет около 1,5 долл. [1]. С учетом различия в поступающей солнечной радиации для США и Беларуси (см. таблицу) в условиях нашей страны стоимость 1 Вт установленной электрической мощности составит около 2,5 долл., что сопоставимо со стоимостью традиционных источников энергии.

Фотоэлектрический эффект может быть получен в барьерной структуре, изготовленной на основе любого полупроводникового материала. Однако для достижения максимальной эффективности фотоэлектрического преобразования ширина запрещенной зоны полупроводника должна составлять около 1,3÷1,4 эВ [2], что существенно ограничивает спектр материалов, которые могут быть использованы для создания СЭ.

Мультикристаллический кремний

Первым материалом, использованным для промышленного производства СЭ, стал монокристаллический кремний. Однако из-за высокой стоимости сегодня он в значительной степени вытеснен мультикристаллическим (т. е. поликристаллическим с размерами зерен порядка 10^{-3} м) кремнием, который лидирует среди материалов, применяемых для получения СЭ. Достоинства кремния – изученность, близкая к оптимальному значению ширина запрещенной зоны, доступность сырья (кварцитов). В то же время кремний – непрямозонный полупроводник, имеющий достаточно низкий показатель поглощения света. Поэтому толщина кремниевых СЭ должна быть порядка 200÷300 мкм, одновременно они очень чувствительны к скорости рекомбинации носителей, в результате чего присутствующие в поликристаллическом кремнии электрически активные дефекты (границы зерен (ГЗ), дислокации, преципитаты) способны существенно снижать КПД солнечных элементов.

В [3–5] изучался мультикристаллический кремний, полученный способом Степанова (профилированный кремний). Значительный размер зерен в данном материале позволял осуществлять кристаллографическую аттестацию отдельных границ и, таким образом, устанавливать связь между кристаллографическим типом границы и ее индивидуальными электрическими свойствами, для изучения которых измерялись температурные и полевые зависимости проводимости на постоянном и переменном токе, а также распределения фототока при сканировании световым лучом.

Как показали исследования, энергетические распределения плотности зернограничных электронных состояний для ГЗ в профилированном кремнии характеризуются широким максимумом вблизи потолка валентной зоны, что свидетельствует о доминирующей роли эффекта геттерирования атомов фоновых примесей в формировании пограничного потенциального барьера.

Было установлено, что в профилированном кремнии ГЗ обогащены акцепторной примесью (бором), причем границы общего типа в большей степени по сравнению с границами, слабо отклоненными от специальных ориентаций.

Было обнаружено, что в поликристаллических лентах обогащение ГЗ фоновыми примесями (главным образом кислородом) приводит к существованию долговременных релаксаций заряда, возникающих после выключения внешнего напряжения смещения, что проявляется в увеличении поперечной емкости и проводимости границ. Характерное время релаксации возрастает по мере уменьшения температуры и увеличения концентрации зернограничных дефектов. Кинетика релаксации подчиняется закону, соответствующему стимулированному электрическим полем области пространственного заряда туннелированию носителей через преципитаты оксида кремния на обогащенных кислородом границах зерен в кремнии.

Полученные экспериментальные результаты означают, что электрическая активность ГЗ в профилированном кремнии индуцируется главным образом фоновыми и легирующими примесями, а не оборванными связями, формирующимися вследствие рассогласования кристаллических решеток соседних зерен.

Важной материаловедческой задачей является снижение электрической активности ГЗ в кремнии. Для ее решения применяется геттерирование электрически активных примесей преднамеренно созданными дефектами (например, нанопорами, сформированными посредством имплантации гелия), отжига в различных средах, а также гидрогенизация материала.

В работах [4, 5] изучалось влияние гидрогенизации профилированного кремния на электрическую активность ГЗ в нем в зависимости от их типа и условий обработки. Было обнаружено, что в процессе низкотемпературной (30÷200 °С) ионно-лучевой обработки профилированного кремния *p*-типа проводимости водородом флюенсами менее $1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻² с ростом флюенса водорода наблюдается монотонное увеличение поперечной статической проводимости ГЗ неспециального типа, а также уменьшение величины тока, индуцированного световым лучом. Это говорит об уменьшении электрической активности границ (снижении пограничного барьера) в процессе ионно-лучевой обработки водородом вследствие пассивации присутствующих на них дефектов. Для данного диапазона флюенсов величина тока, индуцированного световым лучом, уменьшается на два порядка при увеличении температуры от 30 до 200 °С, что свидетельствует о повышении эффективности ионно-лучевой обработки водородом с ростом температуры. Вместе с тем при низкотемпературной ионно-лучевой обработке водородом флюенсами более $2,5 \cdot 10^{18}$ см⁻² зафиксировано уменьшение поперечной проводимости границ зерен неспециального типа в неотожженных кристаллах и ее выход на насыщение в предвари-

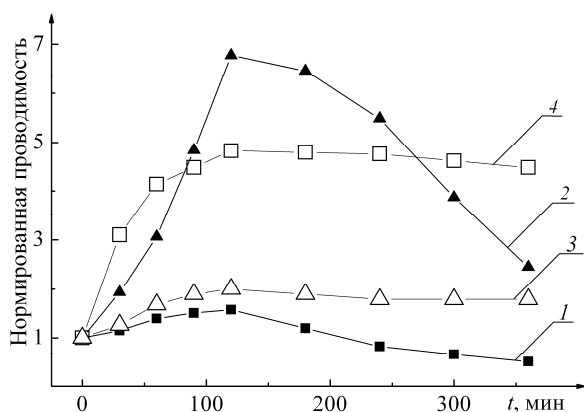


Рис. 1. Зависимость нормированной на исходное значение поперечной проводимости от длительности обработки t в водородной плазме для слабоотклоненной ГЗ (1, 3) и границы общего типа (2, 4) в исходном (1, 2) и отожженном (3, 4) образцах профилированного кремния

в качестве основы принципиально нового метода создания слоев SiO_2 на кремнии, что имеет большое значение для микроэлектроники.

Твердые растворы $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$

Одним из наиболее перспективных материалов для производства эффективных, стабильных и недорогих СЭ считаются полупроводниковые твердые растворы $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$ (CIGSS), обладающие высоким оптическим поглощением, значительной радиационной стойкостью, а также большим диапазоном возможных значений ширины запрещенной зоны (от 1,0 до 2,4 эВ). Ожидается, что применение тонких пленок CIGSS приведет к повышению эффективности фотопреобразования по отношению к кремниевым СЭ, занимающим основную часть рынка фотоэлектрических устройств [7]. Основанием для этого служит возможность создания (за счет управления зонной структурой материала) СЭ со спектральной чувствительностью, позволяющей максимально эффективное фотопреобразование солнечного излучения (наземного или заатмосферного).

Нами исследовались физические свойства тонких пленок CIGSS, синтезированных путем термической обработки базовых слоев (прекурсоров) $\text{Cu} - \text{In} - \text{Ga}$, предварительно нанесенных на стеклянные подложки методом ионно-плазменного напыления, в S/Se-содержащей атмосфере азота [8].

На рентгенограммах пленок, синтезированных при температурах $340 \div 400$ °С, наблюдаются линии, соответствующие рефлексам соединений CuInSe_2 и CuInS_2 , а также линии, соответствующие рефлексам бинарных фаз халькогенидов металлов с нечеткой идентификацией в связи с перекрывающимися углами отражения, что свидетельствует об образовании неоднородных пленок. При температуре синтеза свыше 400 °С линии бинарных фаз исчезают, что говорит о формировании поликристаллической пленки $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$. На рентгенограммах пленок, синтезированных при $400 \div 500$ °С, зафиксированы линии, соответствующие рефлексам (112), (204/220), (312/116) твердого раствора $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$ с разупорядоченной (отсутствуют сверхструктурные максимумы) структурой халькопирита. При температуре синтеза $500 \div 550$ °С формируются однофазные пленки $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$ с кристаллической

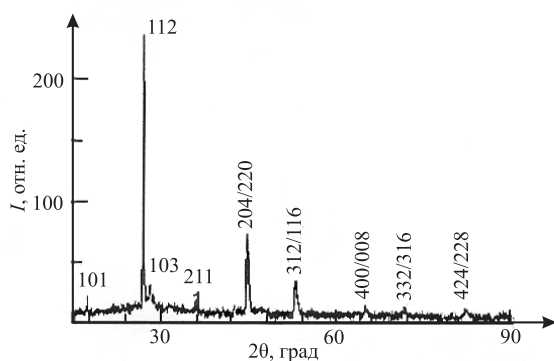


Рис. 2. Рентгенограмма пленки CIGSS, синтезированной при 540 °С

структурой, относящейся к упорядоченной структуре халькопирита. Это подтверждается присутствием на рентгенограммах рефлексов (112), (204/220), (312/116), (400/008), (332/316), (424/228) и сверхструктурных рефлексов халькопирита (101), (103), (211) (рис. 2).

Сегрегация галлия у тыльного контакта является одной из проблем создания эффективных СЭ на основе CIGSS, поскольку не позволяет в достаточной мере управлять их оптическими и фотоэлектрическими свойствами. Кроме того, формирование у тыльного контакта обогащенных галлием мелких кристаллитов отрицательно сказывается на электрических свойствах создаваемых СЭ, что обусловлено электрической активностью границ зерен.

Обнаружено, что для тонких пленок $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})\text{Se}_2$, синтезированных при $400\text{ }^\circ\text{C}$, характерен высокий градиент $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ -распределения – соотношение компонентов $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ вблизи подложки в $50\div 60$ раз больше, чем у поверхности пленки. Данные сканирующей электронной микроскопии свидетельствуют об образовании в этом случае у подложки мелких кристаллов (менее $0,5\text{ }\mu\text{m}$).

Для тонких пленок CuInGaSSe , синтезированных при тех же технологических режимах (в том числе при $400\text{ }^\circ\text{C}$), но в комбинированной атмосфере S/Se , соотношение компонентов $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ вблизи подложки в $5\div 7$ раз превышает это соотношение у поверхности пленки, и у подложки не образуются мелкие кристаллы. Таким образом, частичное замещение серой селена ведет к уменьшению сегрегации галлия. Температура рекристаллизации также оказывает влияние на $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ -распределение по глубине слоя: для пленок CuInGaSSe , синтезированных при $500\div 550\text{ }^\circ\text{C}$, соотношение компонентов $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ у подложки превышает соотношение компонентов $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ у поверхности пленки не более чем в $1,5\div 2$ раза. При этом вблизи подложки не образуются мелкие кристаллы.

Следовательно, частичное замещение селена серой, как и повышение температуры синтеза, приводит к выравниванию профиля концентрации галлия. Отметим, что получение пленок $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})(\text{S}, \text{Se})_2$ с заданным профилем распределения галлия возможно при более низких температурах синтеза, чем пленок $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})\text{Se}_2$, что упрощает технологию производства.

Подробные исследования пленок CuInGaSSe , полученных при температурах свыше $550\text{ }^\circ\text{C}$, не проводились, поскольку при $550\div 580\text{ }^\circ\text{C}$ в пленках начинают образовываться микропоры и микротрещины.

Таким образом, оптимальная температура рекристаллизации для синтеза однофазных тонких пленок CuInGaSSe методом термообработки слоев $\text{Cu} - \text{In} - \text{Ga}$ в парах S/Se составляет $500\div 550\text{ }^\circ\text{C}$. Распределение в них компонентов по глубине слоя является наиболее однородным [8].

На основании исследования микроструктуры пленок, полученных при оптимальной температуре синтеза, можно сделать вывод о том, что эти пленки состоят из плотноупакованных зерен, размеры которых сравнимы с толщиной пленки. Такой тип морфологии удовлетворяет необходимым требованиям создания эффективных СЭ на основе поликристаллических пленок.

Согласно результатам измерений спектров оптического пропускания длинноволновый край спектральной зависимости показателя поглощения линеаризуется в координатах $(\alpha \cdot hv)^2$ и (hv) . Это свидетельствует о том, что твердые растворы CuInGaSSe , полученные методом термообработки слоев $\text{Cu} - \text{In} - \text{Ga}$ в парах S/Se , являются прямозонными материалами в изученном диапазоне соотношений компонентов. По данным измерений спектров оптического пропускания, варьирование ширины запрещенной зоны синтезированных пленок в диапазоне $1,27\div 1,41\text{ эВ}$, соответствующем требованиям эффективно-го фотопреобразования солнечного излучения, обеспечивается изменением соотношения компонентов в пределах $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ от $0,02$ до $0,07$ и $\text{S}/(\text{S}+\text{Se})$ от $0,44$ до $0,88$ молярных долей [8].

Согласно знаку термоЭДС все пленки имеют p -тип проводимости. Величина удельного электрического сопротивления составляет $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^2\text{ Ом}\cdot\text{см}$ при $T = 300\text{ К}$ и не обнаруживает зависимости от элементного состава пленок [9].

В экспериментальных температурных зависимостях электрического сопротивления можно выделить два диапазона значений энергий активации: $0,11\div 0,15\text{ эВ}$ и $0,18\div 0,21\text{ эВ}$. Энергии активации $0,11\div 0,15\text{ эВ}$ могут быть связаны с вакансиями меди V_{Cu} и дефектами замещения In_{Cu} , энергии активации $0,18\div 0,21\text{ эВ}$ – с дефектами внедрения In_i . Установлено, что изменение температуры стадии рекристаллизации в диапазоне $500\div 550\text{ }^\circ\text{C}$, как и изменение соотношения компонентов $\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ от $0,02$ до $0,07$ и $\text{S}/(\text{S}+\text{Se})$ от $0,44$ до $0,88$ молярных долей, не приводит к изменению характера температурных зависимостей электрического сопротивления.

Измерения стационарных вольт-амперных характеристик структур $\text{In}/\text{CuInGaSSe}$ [8] показали, что они обладают выпрямляющими свойствами. Длинноволновый край кривой фоточувствительности этих структур имеет высокое значение крутизны $S = \delta(\ln\eta)/\delta(hv) \approx 23\div 25\text{ эВ}^{-1}$ и может быть линейно аппроксимирован зависимостью $(\eta \cdot hv)^2 = f(hv)$, что позволяет отнести механизм оптического поглощения к прямым межзонным переходам. Посредством экстраполяции $(\eta \cdot hv)^2 \rightarrow 0$ определены значения ширины запрещенной зоны для прямых межзонных переходов. Необходимо отметить, что полученные данные оценки ширины запрещенной зоны из оптического и фотоактивного поглощения близки между собой и соответствуют условию максимальной эффективности фотопреобразования солнечного излучения.

Соединения $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$

Пленки $\text{Cd}(\text{S}, \text{Se})$ используются в настоящее время как для создания фоторезисторов, так и для формирования гетероперехода в СЭ на основе CuInGaSSe и CdTe . В работах [10, 11] изучались пленки

Cd(S, Se), полученные различными способами. Показано [10], что характер поверхности и однородность физических и оптических характеристик пленок Cd(S, Se), полученных трафаретной печатью, определяются температурой и временем синтеза, а также скоростью их остывания. Установлены оптимальные технологические режимы синтеза: продолжительность процесса 30 мин при температуре 540 °С и скорость остывания пленок 4,3 °С/мин.

Установлено, что γ -облучение пленок Cd(S, Se) влечет за собой их легирование донорами. Это может быть использовано для управляемого изменения фотоэлектрических характеристик изученных поликристаллических пленок. Изменения электрических свойств пленок, вносимые γ -облучением, стабильны во времени [11].

Метрология солнечных элементов и материалов для их создания

Для оптимизации конструкции и технологии производства СЭ требуется определение параметров как готовых СЭ, так и на различных стадиях их производства. Поэтому развитие методов неразрушающего контроля параметров СЭ, а также материалов для их создания позволит оптимизировать производство СЭ и уменьшить их стоимость.

В [12] предлагается способ расчета параметров СЭ (последовательного и параллельного сопротивлений, плотности тока насыщения диода, диодного коэффициента, тока короткого замыкания, напряжения холостого хода, КПД) из световой вольт-амперной характеристики (ВАХ) при фиксированных интенсивности облучения и температуре, основанный на физико-математической модели СЭ, в рамках которой предполагается, что:

- плотность тока короткого замыкания равна плотности фототока ($J_{SC} \approx J_{ph}$),
- $R_S/R_P \ll 1$, где R_S – последовательное, R_P – параллельное сопротивление СЭ.

Способ заключается в том, что параметры СЭ рассчитываются из световой ВАХ согласно выражениям

$$R_S = \frac{1}{2} \left[\left((a-b)^2 + \frac{2q}{J_{SC}} (a-b) + \left(\frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} + (a+b) + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right], \quad (1)$$

$$R_P = \frac{U_{OC}}{\frac{AkT/e}{b+R_S} - \frac{AkT/e}{a+R_S} + J_{SC}}, \quad J_0 = \frac{J_{SC}}{\gamma} - \frac{U_{OC}}{\gamma R_P}, \quad (2)$$

где $q = U_{OC} \frac{\gamma+2}{\gamma} - 2AkT/e$, $\gamma = \exp \frac{eU_{OC}}{AkT} - 1$, J_0 – плотность тока насыщения диода, U_{OC} – напряжение холостого хода, A – диодный коэффициент, a и b – котангенсы углов наклона ВАХ к оси напряжения в точках ($U = 0, J = J_{SC}$) и ($U = U_{OC}, J = 0$) соответственно. Величины U_{OC}, J_{SC}, T определяются экспериментально. При этом параметр A находим из выражения

$$A = \frac{e}{kT} \frac{(U_M - J_M R_S)(J_{SC} + J_0 - J_M - U_M/R_P)}{J_M - U_M/R_P}, \quad (3)$$

где J_M и U_M – плотность тока и напряжение в точке наибольшей мощности.

Первоначально заданное значение параметра A уточняется из выражения (3), затем снова по формулам (1) и (2) рассчитываются параметры СЭ. Алгоритм выполняется циклически вплоть до определения параметра A с заданной точностью.

У высокоэффективных СЭ очень часто практически невозможно экспериментально определить угол наклона к оси напряжений ВАХ в точке $U = 0$ ($a \rightarrow -\infty$). Нами показано, что в этом случае выражения (1) и (2) приобретают следующий вид:

$$R_S = |b| - \frac{AkT/e}{J_{SC}}, \quad R_P \rightarrow \infty, \quad J_0 = \frac{J_{SC}}{\gamma}.$$

Измерение ВАХ требует освещения СЭ излучением, отвечающим стандартам АМ0, АМ1 и т. д. Однако создание имитаторов Солнца – аттестованных приборов со стандартизированным спектром излучения – сложный и дорогостоящий научно-технический процесс. В рамках физико-математической модели формирования ВАХ СЭ, предполагающей, что плотность тока короткого за-

мыкания равна плотности фототока ($J_{SC} \approx J_{ph}$) и линейно зависит от плотности потока фотонов, падающих на СЭ, показано, что при проведении измерений с использованием осветителя – прибора, спектр излучения которого перекрывает спектральный диапазон имитатора Солнца, но не соответствует спектру Солнца, – необходимо, во-первых, рассчитать спектральную зависимость коэффициента перехода от спектра Солнца к спектру осветителя

$$K(\lambda) = \frac{dJ_S}{d\lambda} \left(B \cdot \frac{dJ_L}{d\lambda} \right)^{-1}$$

для конкретного осветителя и заданного раскрытия щелей монохроматора. Здесь $dJ_S/d\lambda$ – спектральная плотность потока фотонов солнечного излучения, $dJ_L/d\lambda$ – спектральная плотность потока фотонов излучения осветителя. Во-вторых, снять спектральную характеристику тока короткого замыкания

$$eBQ(\lambda) \frac{dJ_L}{d\lambda},$$

где $Q(\lambda)$ – квантовая эффективность собирания носителей, B – «коэффициент установки», характеризующий светосилу монохроматора и всего оптического тракта, ширину раскрытия щелей монохроматора и др., может быть определен при помощи СЭ с известными параметрами (в том числе и J_{SC}), полученными при аттестации на имитаторе Солнца. В-третьих, рассчитать ток короткого замыкания СЭ по формуле

$$J_{SC} = eB \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q(\lambda) K(\lambda) \frac{dJ_L}{d\lambda} d\lambda, \quad (4)$$

где λ_1 и λ_2 – границы фоточувствительности СЭ. Кроме того, необходимо выставить интенсивность осветителя таким образом, чтобы ток короткого замыкания соответствовал рассчитанному по (4); снять ВАХ СЭ; рассчитать КПД и другие параметры СЭ, как показано выше.

В [13] предлагается способ расчета ширины области пространственного заряда и диффузионной длины неосновных носителей заряда в слое CIGSS на различных стадиях формирования СЭ из спектральных зависимостей напряжения холостого хода и показателя поглощения, основанный на одномерной модели СЭ, в рамках которой используются следующие предположения:

- исследование СЭ проводится в спектральной области, где можно пренебречь ослаблением излучения в лицевом и буферном слоях;
- низкий уровень светового возбуждения и отсутствие «тянущего поля» в квазинейтральной области CIGSS-слоя;
- выполняется неравенство $\exp\left(\frac{H}{L_n}\right) \gg \exp\left(-\frac{H}{L_n}\right)$ (L_n – диффузионная длина неосновных носителей заряда, H – толщина слоя CIGSS);
- скорость поверхностной рекомбинации электронов (неосновных носителей заряда) на тыльном контакте $S_n \rightarrow \infty$;
- выполняется неравенство $\frac{1}{2} \exp\left[-\left(\alpha H + \frac{H}{L_n}\right)\right] \ll 1$.

Также показано, что ширина области пространственного заряда в CIGSS-слое может быть определена как

$$x_p = \frac{1}{\alpha} \ln \left[\left(1 - \frac{\gamma}{K} \right) (\alpha L_n + 1) \right]^{-1},$$

где $\gamma = \frac{U_{oc}}{I\lambda(1-r)}$, $K = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \gamma(\alpha)$, $r(\lambda)$ – доля фотонов, отражающихся от поверхности, $U_{oc}(\lambda)$ – напряжение холостого хода, $I(\lambda)$ – интенсивность излучения осветителя. Величина $\gamma(\lambda)$ определяется из экспериментальных значений $U_{oc}(\lambda)$, $I(\lambda)$, $r(\lambda)$.

Для определения величин K и L_n можно воспользоваться экстраполяцией до пересечения с осями координат экспериментальной спектральной характеристики СЭ в области длин волн $1/\alpha \gg x_p$, представленной в виде зависимости $\gamma(\gamma/\alpha)$. Известное значение x_p позволяет рассчитать концентрацию нескомпенсированных акцепторов в CIGSS-слое.

Способ может быть использован для неразрушающего технологического контроля на различных стадиях формирования СЭ после создания барьера.

Одним из наиболее информативных способов исследования полупроводниковых материалов и структур является метод фотоЭДС. В процессе изучения кремниевых пластин, подвергнутых различным воздействиям (ионно-плазменная обработка, облучение высокоэнергетичными электронами),

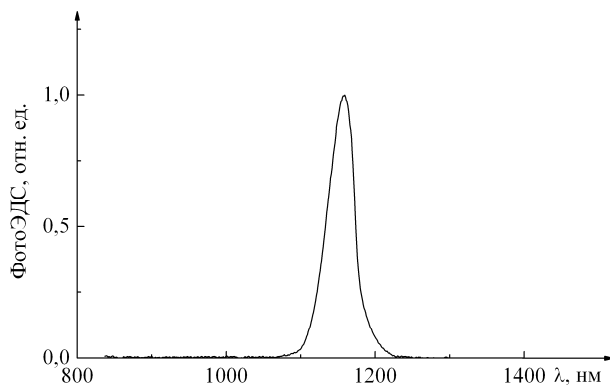


Рис. 3. Спектр фотоЭДС промышленной пластины марки КДБ12

было обнаружено, что в спектрах фотоЭДС промышленных пластин кремния присутствует узкая линия с максимумом на длине волны $\lambda = 1160 \div 1170$ нм полушириной $41 \div 45$ нм (рис. 3) [14]. Формирование узкой линии объяснено в рамках модели, учитывающей фотоиндуцированные переходы «зона – поверхностный уровень» при энергии квантов меньше ширины запрещенной зоны и переходы «зона – зона» при энергии квантов больше ширины запрещенной зоны, а также диффузионное разделение и взаимодействие возбужденных носителей заряда [15]. Наличие в узком спектральном диапазоне фотоЭДС

может быть использовано как для диагностики поверхностных электронных состояний, так и для создания узкоселективных кремниевых фотоприемников.

Установленные зависимости структурных, электрических, оптических и фотоэлектрических свойств основных материалов солнечной энергетики от режимов их синтеза и обработки, а также разработанные способы неразрушающего контроля параметров материалов и солнечных элементов на различных стадиях формирования позволяют оптимизировать технологический процесс для производства более эффективных и недорогих солнечных элементов.

1. Гременок В.Ф., Тиванов М.С., Залесский В.Б. Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов. Мн., 2007.

2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. М., 1984. Кн. 2.

3. Drozdov N., Fedotov A., Mazanik A. et al. Ogniwa fotowoltaiczne dla energetyki slonecznej-zagadnienia materialowe. Lublin, 2006.

4. Fedotov A., Drozdov N., Katz E. et al. // Physica status solidi (a). 1999. Vol. 171. P. 353.

5. Fedotov A., Mazanik A., Ulyashin A. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2002. Vol. 72. P. 589.

6. Zinchuk O., Saad A., Drozdov N. et al. // J. of Materials Science: Materials in Electronics. 2008. Vol. 19. P. 273.

7. Goetzberger A. et al. // Material Science and Engineering. 2003. Vol. 40. P. 1.

8. Рудь В.Ю., Тиванов М.С., Рудь Ю.В. и др. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 10. P. 1190.

9. Тиванов М.С., Зарецкая Е.П., Иванов В.А. и др. // Докл. БГУИР. 2007. № 3. С. 62.

10. Tivanov M., Ostretsov E., Drozdov N. // Physica status solidi (b). 2007. Vol. 244. Iss. 5. P. 1694.

11. Saad A.M., Fedotov A.K., Mazanik A.V. et al. // Thin Solid Films. 2005. Vol. 487. P. 202.

12. Tivanov M., Patryn A., Drozdov N. et al. // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2005. Vol. 87. P. 457.

13. Tivanov M., Zaretskaya E., Gremenok V. et al. // Proc. of International Workshop on Modelling of Thin Film Solar Cells (NUMOS), 28–30 March 2007. Gent, 2007. P. 257.

14. Zinchuk O., Drozdov N., Mazanik A. et al. // Vacuum. 2007. Vol. 81. P. 1332.

15. Дроздов Н.А., Зинчук О.В., Мазаник А.В., Федотов А.К. // Материалы электрон. техники. 2007. № 4. С. 66.

Поступила в редакцию 04.12.09.