

## УСТАНОВКА ПО ИЗМЕРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА

© 2022 г. А. В. Ермачихин<sup>а</sup>, \*, Ю. В. Воробьев<sup>а</sup>, Е. П. Трусов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина  
Россия, 390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1

\*e-mail: al.erm@mail.ru

Поступила в редакцию 30.06.2021 г.

После доработки 13.07.2021 г.

Принята к публикации 15.07.2021 г.

Описана установка для измерения спектральной дисперсии квантового выхода в широком температурном диапазоне. Установка может отслеживать изменение мощности светового потока и вносить корректировку при расчете значения квантового выхода. Отличительной особенностью установки является отсутствие второго светового канала для мониторинга изменения световой мощности. Это позволяет отказаться от механически подвижных частей, что упрощает устройство и не требует синхронизирующих устройств.

DOI: 10.31857/S0032816221060161

### ВВЕДЕНИЕ

Измерение квантового выхода EQE (здесь и далее речь идет о внешнем квантовом выходе [1], так как есть различия с внутренним квантовым выходом [2]) в солнечных элементах (с.э.) позволяет получить параметрическую характеристику, показывающую отношение сгенерированных носителей заряда к числу падающих на поверхность с.э. фотонов [1]. В отличие от измерения вольт-амперных характеристик для определения параметров с.э.: напряжения холостого хода, тока короткого замыкания, фактора заполнения, которое необходимо осуществлять с использованием имитатора солнечного света, квантовый выход можно измерять с лампой любого белого света. При стабильном источнике или флуктуациях мощности света в пределах определенных допусков нет необходимости в корректировке получаемого тока. В случае использования относительно нестабильного источника света необходима следящая система, что позволяет получить более корректные данные, но несколько усложняет установку и сам эксперимент.

### ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Предположим, что на поверхность с.э. падает монохроматический свет. Интенсивность излучения равномерно распределена по поверхности с.э. и равна  $\Phi$ . Плотность тока, вырабатываемого с.э., равна  $j$ . Также считаем, что отсутствует зави-

симость свойств с.э. от уровня освещенности. По определению квантовый выход равен

$$Q = \frac{N_c}{N_p},$$

где  $N_c$  и  $N_p$  – число носителей заряда и число падающих фотонов, соответственно. Если число падающих фотонов и число носителей заряда за единицу времени остается постоянным, то возможен переход к использованию в вычислениях скоростей изменения этих величин:

$$Q = \frac{dN_c/dt}{dN_p/dt}.$$

Интенсивность света можно выразить как отношение падающего на поверхность с.э. мощности светового потока  $P$  к величине ее площади  $S$ . Пользуясь определением мощности, а также принятым допущением о монохроматическом составе излучения, интенсивность излучения можно записать как

$$\Phi = \frac{P}{S} = \frac{dW/dt}{S} = \frac{d(N_p h\nu)}{S dt} = \frac{hc}{\lambda S} \frac{dN_p}{dt},$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – частота излучения,  $c$  – скорость света,  $\lambda$  – длина волны излучения.

Для плотности тока, по аналогии, получаем

$$j = \frac{I}{S} = \frac{dq/dt}{S} = \frac{d(N_c e)}{S dt} = \frac{e}{S} \frac{dN_c}{dt}.$$

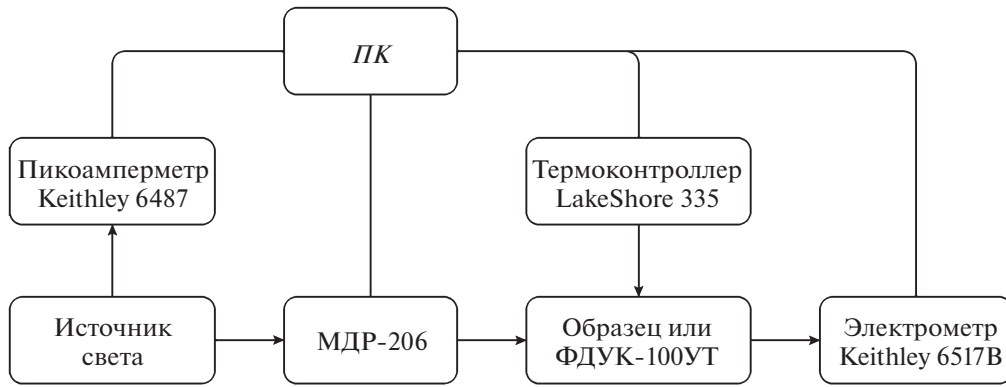


Рис. 1. Структурная схема установки. ПК – персональный компьютер.

Найдя отношение плотности тока и интенсивности света, после очевидных преобразований получаем

$$Q = \frac{hc j}{e\lambda \Phi} \quad (1)$$

Использование  $\Phi$  и  $j$  в расчетах имеет свои неудобства. Предположим теперь, что распределение интенсивности излучения по площади с.э. неравномерно. Спектральный состав излучения по-прежнему считаем монохроматическим.

Для отыскания  $Q$  в рассматриваемом случае разобьем поверхность с.э. на малые площадки  $\Delta S$ :

$$S = N\Delta S.$$

Пусть  $\Delta S$  настолько мала, что неравномерностью интенсивности в пределах малой площадки можно пренебречь. Интенсивность света и плотность тока с.э. в пределах  $i$ -й площадки обозначим  $\Phi_i$  и  $j_i$ . Если величина квантового выхода с.э. постоянна по всей его площади, то из (1) можно записать:

$$j_i = \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i.$$

Тогда ток, обеспечиваемый  $i$ -й площадкой, равен

$$I_i = \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i\Delta S.$$

Суммарный ток, вырабатываемый с.э., равен сумме токов, обеспечиваемых каждой из малых площадок:

$$I = \sum_{i=1}^N \frac{e\lambda}{hc} Q\Phi_i\Delta S.$$

Устремляя  $\Delta S$  к нулю, переходим к интегрированию по площади:

$$I = \frac{e\lambda}{hc} Q \int_{(S)} \Phi \Delta S. \quad (2)$$

Интеграл в правой части уравнения (2) представляет собой мощность, заключенную в световом пятне, которое освещает с.э. Поэтому окончательно для величины квантового выхода в рассматриваемом случае получаем

$$Q = \frac{hc I}{e\lambda P}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что для экспериментального измерения  $Q$  нужно измерять ток, вырабатываемый с.э. в ответ на освещение его поверхности монохроматическим источником, а также мощность источника. Если с первой величиной все ясно, то измерение второй может происходить несколькими путями.

В первом случае в распоряжении экспериментатора может находиться прибор, непосредственно предназначенный для измерения мощности излучения. При этом возможно использовать (3) напрямую.

Во втором случае для измерения мощности может применяться фотодиод, имеющий известную характеристику своей спектральной чувствительности. Если она задана как зависимость мощности излучения от длины волны и выходного сигнала датчика, то эта зависимость используется для расчета  $P$  в формуле (3). Также эта зависимость может задаваться как спектральная дисперсия квантового выхода фотодиода  $Q_{pd}$ . В этом случае можно использовать (3) для получения значения мощности светового луча на поверхности фотодатчика

$$P = \frac{hc I_{pd}}{e\lambda Q_{pd}},$$

после чего использовать полученное значение для вычисления квантового выхода с.э.

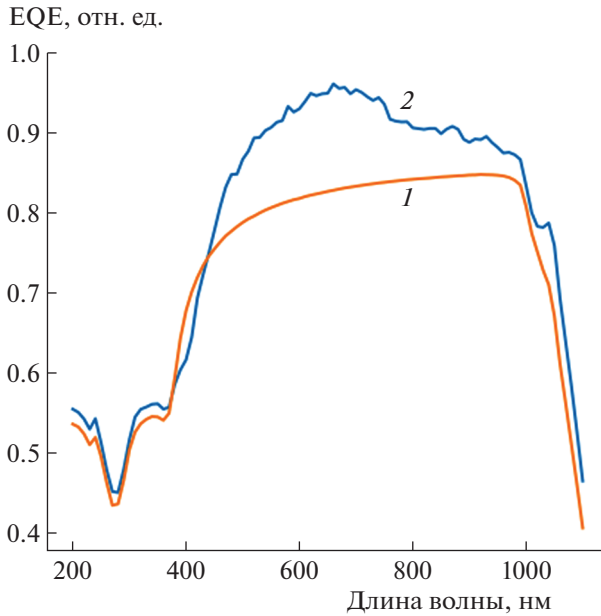


Рис. 2. Спектральная дисперсия квантового выхода эталонного фотодиода (1) и с.э. (2).

$$Q_{sc} = Q_{pd} \frac{I_{sc}}{I_{pd}}$$

Здесь необходимо отметить, что световое пятно не должно выходить за границы образца и фотодиода.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для создания установки по измерению спектральной дисперсии квантового выхода с.э. необходимо следующее оборудование:

- источник белого света, перекрывающий интересующий участок спектра (солнечное излучение);
- монохроматор, обеспечивающий работу в этом диапазоне;
- измеритель мощности светового излучения, например эталонный фотодиод, рассчитанный на интересующие длины волн и уровни мощности;
- диафрагма, обеспечивающая локализацию светового пятна на поверхности исследуемого образца и измерителя мощности;
- светонепроницаемая камера с системой крепления образца;
- чувствительный амперметр (минимальные измеряемые значения тока которого должны быть меньше темнового тока фотодиода, обычно порядка  $10^{-9}$  А);
- набор оптических фильтров.

Если в качестве камеры измерения использовать криостат с оптическими окнами, можно про-

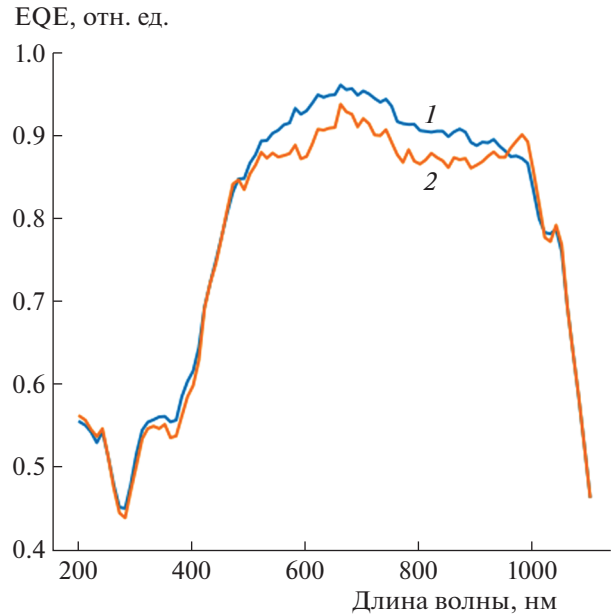


Рис. 3. Спектральная дисперсия квантового выхода с.э. НТ с учетом корректировочного коэффициента (1) и без него (2).

водить исследование квантового выхода в широком температурном диапазоне. Особенно это актуально для повышенных температур, так как с.э., как правило, работают в условиях, отличных от нормальных. При необходимости проводить измерения при различных температурах в комплекс добавляются криостат замкнутого типа Janis CCS-400/204N и термоконтроллер LakeShore 335.

Если источник света не стабилен во времени, то стоит добавить еще один фотодиод PD2. Данный фотодиод можно разместить непосредственно сразу на выходе источника излучения. Плюсом такого метода является отслеживание мощности излучения света и отсутствие спектральной калибровки фотодиода. Для расчета тока эталонного фотодиода ФДУК-100УТ теперь необходимо вводить поправочный коэффициент, который равен отношению тока фотодиода PD2 при измерениях на образце и эталонном фотодиоде:

$$I_{sc} = \frac{I_{sc}^*}{I_{pd2\_simple} / I_{pd2\_fduk}}$$

Структурная схема установки по измерению квантового выхода приведена на рис. 1.

### АПРОБАЦИЯ

Для проверки работоспособности созданной установки были проведены измерения квантового выхода в солнечных элементах на мульти Si с различным коэффициентом полезного действия,



Рис. 4. Зависимость корректировочного коэффициента от длины волны.

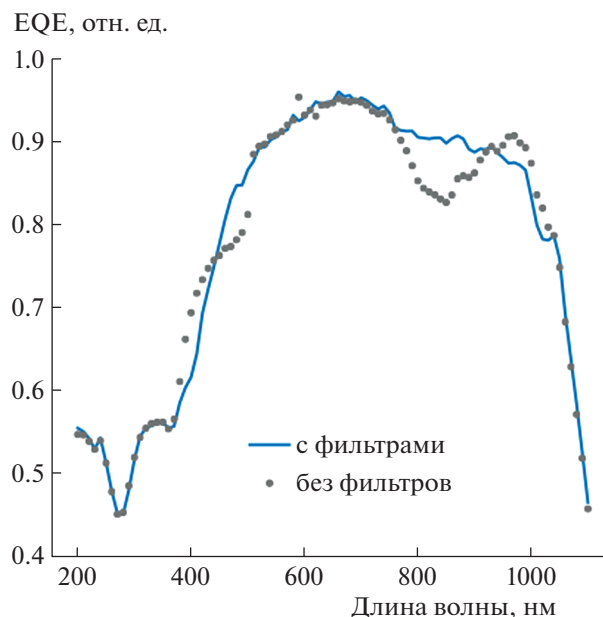


Рис. 5. Квантовый выход с.э. НІТ с применением оптических фильтров и без них.

а также гетероструктурах на основе перехода а-Si/c-Si. Первые использовались, чтобы показать зависимость спектральной дисперсии квантового выхода от эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую, а вторые — как представители наиболее распространенных на текущий момент элементов с несколькими слоями.

Солнечные элементы на основе гетеропереходов НІТ (heterojunction with intrinsic thin layer) имели следующую структуру Ag/ITO/a-Si:H(*n*)/a-Si:H(*i*)/c-Si(*p*)/a-Si:H(*i*)/a-Si:H(*p*<sup>+</sup>)/ITO/Ag [3, 4]. Толщина слоя кристаллического кремния составляла 180 мкм, слои а-Si:H(*p*) и а-Si:H(*n*) имели толщину 10 нм каждый, буферные слои а-Si:H(*i*) толщиной 3 нм формировались между подложкой c-Si(*n*) и слоями а-Si:H(*p*), а-Si:H(*n*). Сверху и снизу структуры поверх слоев легированного а-Si:H нанесены тонкие слои ITO (Indium tin oxide) толщиной 120 нм и сформированы омические контакты для проведения электрических измерений.

Результаты сравнения измерения квантового выхода фрагмента реального с.э. НІТ с табличными значениями для эталонного фотодиода ФДУК-100УТ приведены на рис. 2. Для эталонного фотодиода, не считая небольшой области синего света, квантовый выход значительно хуже, чем у с.э. Особенно если учитывать мощность спектра Солнца AM1.5 [5]. Значения квантового выхода с.э. НІТ приведены уже с поправкой, внесенной корректировочным коэффициентом. Полученная спектральная дисперсия квантового выхода с.э. НІТ хорошо сопоставляется с литературными данными [6, 7].

На рис. 3 показано различие между значениями квантового выхода с.э. с учетом этого коэффициента. Средняя разность между двумя спектрами составила 2.2%. Значения поправочного коэффициента представлены на рис. 4. Значения на всем диапазоне длин волн максимально отстают от единицы на 6%, а среднее квадратичное отклонение равно 0.014. И хотя это не является большой величиной, даже такие отклонения влияют на конечные значения квантового выхода с.э.

При измерениях использовались два оптических фильтра: на диапазон от 200 до 700 нм и от 600 до 1300 нм. Спектры потом сшивались на длине волны около 650 нм. На рис. 5 приведены значения квантового выхода с использованием оптических фильтров и без них. Средняя разность между спектрами с использованием фильтров при измерениях и без них составила около 0.7%, что в 3 раза меньше, чем ошибка, возникающая из-за дрейфа характеристик источника излучения. Стоит отметить, что величины ошибок приведены интегрировано по всему диапазону длин волн. А если учесть, что максимум мощности спектра Солнца AM1.5 попадает на диапазоны, где разность между спектрами самая большая (рис. 3 и 5), ошибки будут еще ощутимее влиять на исследования с.э.

Солнечные элементы на основе мульти Si изготавливались из легированных бором пластин с удельным сопротивлением 0.5–2 Ом · см и толщиной 200 мкм. Область *n*-типа формировалась путем диффузии паров фосфора. Два с.э. имели различные значения коэффициента полезного

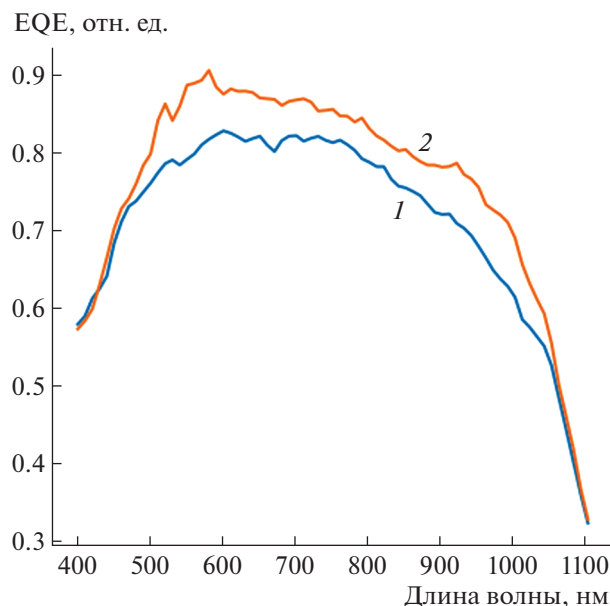


Рис. 6. Сравнение квантового выхода двух с.э. на мульти Si с различной эффективностью: 1 – 10%, 2 – 16%.

действия: 10% и 16% [8]. На рис. 6 видно, что с.э. с эффективностью 16% имеет значения квантового выхода выше, чем с.э. с эффективностью 10%.

## ВЫВОДЫ

Разработана установка по измерению спектральной дисперсии квантового выхода с.э., отличительной особенностью которой является наличие только одного светового канала. При необходимости показана возможность использования корректирующего коэффициента. Если в качестве камеры измерения использовать криостат, то можно проводить исследования квантового выхода при разной температуре. Проведена апробация на различных кремниевых с.э., показаны особенности измерений на установке.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ № 075-15-2021-460 с использованием оборудования Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования при Рязанском государственном радиотехническом университете им. В.Ф. Уткина.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Plis E., Rodriguez J.B., Krishna S.* // Comprehensive Semiconductor Science and Technology. 2011. V. 6. P. 229. <https://doi.org/10.1016/B978-0-44-453153-7.00017-1>
2. *Арбузов Ю.Д., Евдокимов В.М., Шеполова О.В.* // ПТЭ. 2013. № 4. С. 82. <https://doi.org/10.7868/S0032816213040010>
3. *Вихров С.П., Вишняков Н.В., Гудзев В.В., Ермачихин А.В., Жилина Д.В., Литвинов В.Г., Маслов А.Д., Мишустин В.Г., Теруков Е.И., Титов А.С.* // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52 (7). С. 787. <https://doi.org/10.21883/FTP.2018.07.46053.8666>
4. *Ермачихин А.В., Воробьев Ю.В., Маслов А.Д., Трусов Е.П., Литвинов В.Г.* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54 (10). С. 1066. <https://doi.org/10.21883/FTP.2020.10.49944.9415>
5. *Gueymard C.A.* // Sol. Energy. 2001. V. 71 (5). P. 325. [https://doi.org/10.1016/S0038-092X\(01\)00054-8](https://doi.org/10.1016/S0038-092X(01)00054-8)
6. *Mack I., Stuckelberger J., Wyss P., Nogay G., Jeangros Q., Horzel J., Allebé C., Despeisse M., Haug F.J., Ingenito A., Löper P., Ballif C.* // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2018. V. 181. P. 9. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.12.030>
7. *Yoshikawa K., Yoshida W., Irie T., Kawasaki H., Konishi K., Ishibashi H., Asatani T., Adachi D., Kanematsu M., Uzu H., Yamamoto K.* // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2017. V. 173. P. 37. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.06.024>
8. *Litvinov V.G., Vishnyakov N.V., Gudzev V.V., Rybin N.B., Kusakin D.S., Ermachikhin A.V., Karabanov S.M., Vikhrov S.P., Karabanov A.S., Slivkin E.V.* // MRS Advances. 2016. V. 1 (14). P. 911. <https://doi.org/10.1557/adv.2016.42>