

УДК 621.383.92

**АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ОДНОКВАНТОВЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ  
С БОЛЬШОЙ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**О.К. БАРАНОВСКИЙ<sup>1</sup>, И.Р. ГУЛАКОВ<sup>2</sup>, А.О. ЗЕНЕВИЧ<sup>3</sup><sup>1</sup>*Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ  
Курчатова, 7, Минск, 220064, Беларусь,*<sup>2</sup>*Политехника Белостоцка  
Вейска 45а, Белосток, Польша,*<sup>3</sup>*Высший государственный колледж связи  
Ф. Скорины, 8/2, Минск, 220114, Беларусь**Поступила в редакцию 22 марта 2007*

Исследованы амплитудные характеристики импульсов лавинных фотоприемников с площадью фоточувствительной поверхности  $7 \text{ мм}^2$ , работающих в режиме счета фотонов. Получены амплитудные распределения импульсов в зависимости от перенапряжения и интенсивности засветки. Показано, что увеличение перенапряжения приводит к изменению формы амплитудных распределений, а повышение интенсивности оптического излучения вызывает уменьшение амплитуды импульсов.

*Ключевые слова:* лавинный фотодиод, микроплазма, амплитудные распределения импульсов, режим счета фотонов.

**Введение**

Метод счета фотонов широко используется для исследования кинетики люминесценции в импульсной флуориметрии, лазерного зондирования дальних и высотных слоев атмосферы и водных сред, тестирования оптоволоконных линий связи на наличие дефектов и в системах квантовой криптографии. Приемниками, используемыми для реализации метода счета фотонов в видимой области спектра, являются фотоэлектронные умножители и твердотельные фотоприемники, обладающие внутренним усилением. Примером таких фотоприемников являются лавинные фотодиоды, лавинные фотоприемники (ЛФП) со структурами металл–диэлектрик–полупроводник и металл–резистивный слой–полупроводник. Фотоприемники данного типа обладают малыми размерами, небольшими напряжениями питания, достаточно большой чувствительностью по сравнению с фотоэлектронными умножителями в ближней инфракрасной области спектра [1]. Однако им не удалось на сегодняшний день полностью вытеснить фотоэлектронные умножители. Одной из причин является то, что в режиме счета фотонов при комнатных температурах могут работать только ЛФП с небольшой площадью фоточувствительной поверхности  $S$  ( $S \leq 0,3 \text{ мм}^2$ ) [2]. В рабочих условиях лавинные фотоприемники с большой фоточувствительной площадкой требуют охлаждения до температур жидкого азота и ниже, что и затрудняет их применение.

В последнее время удалось получить кремниевые ЛФП с площадью фоточувствительной поверхности  $7 \text{ мм}^2$  со структурой металл–резистивный слой–полупроводник [3], изготов-

ленные на основе монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 1 Ом·см. Структура фотоприемника содержит кремниевую подложку, на которой локально формируется тонкая пленка нелегированного оксида цинка  $n$ -типа проводимости ( $d \approx 30$  нм,  $\rho = 10^7$  Ом·см), обеспечивающая создание гетероперехода  $i\text{ZnO-Si}$  и выполняющая функцию резистивного слоя, и пленку  $\text{ZnO:Al}$  ( $d \approx 0,5$  мкм,  $\rho = 10^{-3}$  Ом·см) в качестве прозрачно-проводящего электрода.

Фотоприемники данного типа представляют интерес в качестве объекта исследования, так как они отличаются низким уровнем термоэлектрических шумов, что позволяет использовать их в режиме счета фотонов при комнатных температурах [4].

### Постановка задачи и методика измерений

Ввиду больших размеров рабочей поверхности исследуемых ЛФП сложно получить однородное электрическое поле по всему гетеропереходу. Из-за неоднородностей поля возникают каналы локального лавинного пробоя, каждый из которых имеет свое напряжение пробоя. Чем больше площадь фоточувствительной поверхности ЛФП, тем больше таких каналов и больше разброс их напряжений пробоя. В связи с этим изучение характеристик этих фотоприемников в режиме счета фотонов представляет интерес. Одной из наиболее важных характеристик для режима счета фотонов является амплитудное распределение импульсов (АРИ) на выходе фотоприемника, позволяющее получить сведения о физических процессах, вносящих вклад в формирование однофотонного сигнала.

С практической точки зрения АРИ позволяет определить оптимальный порог дискриминации, что существенно для обеспечения максимального отношения сигнал/шум прибора. Поэтому целью предлагаемой работы является исследование амплитудных распределений выходных импульсов ЛФП в режиме счета фотонов.

Режим счета фотонов на лавинном фотоприемнике с площадью фоточувствительной поверхности 7 мм<sup>2</sup> осуществлялся при помощи схемы пассивного гашения лавины [1], рис. 1. Последовательно с ЛФП включено сопротивление нагрузки  $R_n = 1$  кОм минимальной величины, обеспечивающей пассивное гашение лавинного пробоя. В этом случае ЛФП ведут себя подобно счетчику квантов излучения Гейгера–Мюллера. От источника электрического питания  $И1$  через резистор  $R_{огр}$  подается на ЛФП напряжение питания  $U_n$ , близкое к напряжению пробоя всего гетероперехода  $U_{пр}$ . При таких напряжениях питания через фотоприемник протекают импульсы тока, обусловленные возникновением локальных каналов пробоя гетероперехода — микроплазм. Появление лавинного тока может инициироваться носителями заряда, образованными как под действием фотонов оптического излучения, так и вследствие термогенерации. В момент возникновения пробоя ток, протекающий через ЛФП, резко увеличивается. Одновременно с этим увеличивается падение напряжения на резисторе  $R_n$ , что приводит к уменьшению напряжения на ЛФП и гашению пробоя в микроплазменном канале. При этом на нагрузочном резисторе  $R_n$  формируется импульс тока. Такой импульс тока является темновым, если он соответствует одному термогенерированному носителю заряда, или однофотонным, если соответствует носителю заряда, образованному при поглощении фотона. По-

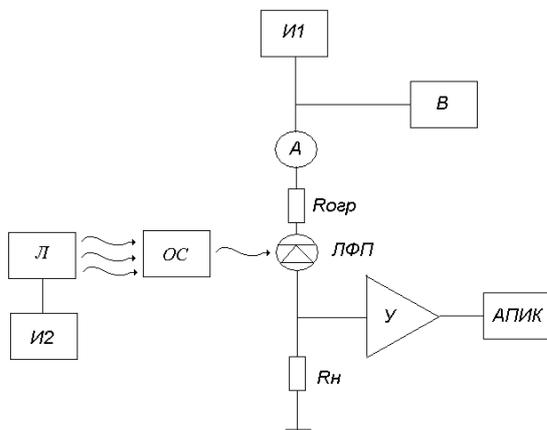


Рис. 1. Структурная схема установки:  $У$  — усилитель напряжения;  $В$  — вольтметр; ЛФП — лавинный фотоприемник;  $Л$  — полупроводниковый лазер;  $И1$ ,  $И2$  — источники электрического питания фотоприемника и лазера соответственно;  $ОС$  — ослабляющий светофильтр;  $А$  — амперметр;  $R_{огр}$  — ограничивающий резистор;  $R_n$  — резистор нагрузки; АПИК — аппаратно-программный измерительный комплекс

этому, проводя подсчет импульсов тока на выходе ЛФП в отсутствие оптического излучения и при его воздействии, можно установить интенсивность потока фотонов [5].

Лавинные импульсы, выделенные на резисторе нагрузки  $R_n$ , поступают на вход усилителя  $У$ , а затем на вход специально разработанного аппаратно-программного измерительного

комплекса [6]. Комплекс состоит из 10-разрядного аналого-цифрового преобразователя с максимальной частотой дискретизации 100 МГц. Программное обеспечение комплекса включает возможность, измерения амплитудного распределения импульсов, его среднего значения и дисперсии.

Для проведения измерения были выбраны из партии случайным образом лавинные фотодиоды с приблизительно одинаковым напряжением пробоя. Исследовались характеристики ЛФД в зависимости от разности между напряжением питания и напряжением пробоя приемников по всей рабочей области  $\Delta U = U_{\text{п}} - U_{\text{пр}}$ , которую будем называть перенапряжением. Напряжение пробоя каждого ЛФД определялось по его вольтамперной характеристике. При проведении исследования осуществлялась равномерная засветка всей фоточувствительной поверхности ЛФД. Измерения АРИ проводились для скоростей счета импульсов, при которых эффектом мертвого времени можно пренебречь. Порог первого канала АРИ устанавливался непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя  $U$  и цепей измерения. Максимальный разброс амплитуды шума на входе аппаратно-программного комплекса не превышал 0,0025 В. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 0,68 мкм. Исследования проводились при температуре 293 К.

### Результаты и их обсуждение

Измерения показали, что при напряжениях питания в окрестности  $U_{\text{пр}}$ , на выходе ЛФД наблюдаются импульсы с длительностью 1,0–1,1 мкс и фронтом нарастания  $t_{\text{ф}} \leq 100$  нс. Амплитуда импульсов зависит от величины перенапряжения.

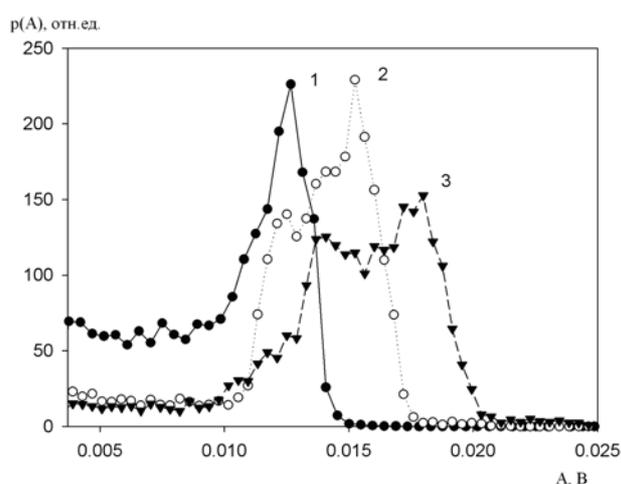


Рис. 2 Амплитудное распределение темновых импульсов при разных уровнях напряжения питания (1 соответствует  $\Delta U = -0,3$  В; 2 —  $\Delta U = -0,1$  В; 3 —  $\Delta U = 0,1$  В)

На рис. 2 представлены типичные амплитудные распределения импульсов ЛФД. Измерения показали, что форма АРИ и ее изменения с увеличением перенапряжения имеют схожий характер как для темновых, так и для сигнальных импульсов (при воздействии излучения). При значениях  $\Delta U \leq -0,1$  В, для которых наблюдаются микроплазменные импульсы, в амплитудных распределениях наблюдалась низкоамплитудная ветвь и пик. Появление низкоамплитудной ветви АРИ, по всей видимости, обусловлено импульсами лавинного тока, образованными в микроплазменных каналах, для которых напряжения пробоя больше приложенного напряжения питания.

Как видно из рис. 2, увеличение перенапряжения приводит к уменьшению величины низкоамплитудной части АРИ и уширению ее пика. Такое изменение АРИ

связано с тем, что при росте  $\Delta U$  для все большего числа микроплазменных каналов напряжение питания ЛФД становится больше их напряжения пробоя. Это приводит к тому, что амплитуда импульсов в этих каналах значительно увеличивается, но остается меньшей амплитуды тех микроплазменных импульсов, которые образовались в каналах с меньшим напряжением пробоя. От величины превышения напряжения питания напряжения пробоя микроплазменного канала будет зависеть и вероятность возникновения в нем импульса. Чем больше эта величина, тем выше эта вероятность, а значит, увеличивается число высокоамплитудных импульсов.

При  $\Delta U \geq 0,0$  В в амплитудном распределении могут появляться дополнительные пики. Поскольку каждый канал микроплазмы имеет свои геометрические размеры и величину напряжения пробоя, отличающиеся от других каналов, то зависимость коэффициента усиления носителей заряда в канале от напряжения питания  $U_n$  тоже будет различной. Это приводит к тому, что рост коэффициента умножения с увеличением  $\Delta U$  в одних каналах более значительный, чем в других, что вызывает разделение наблюдаемой части АРИ с одним максимумом на отдельные пики.

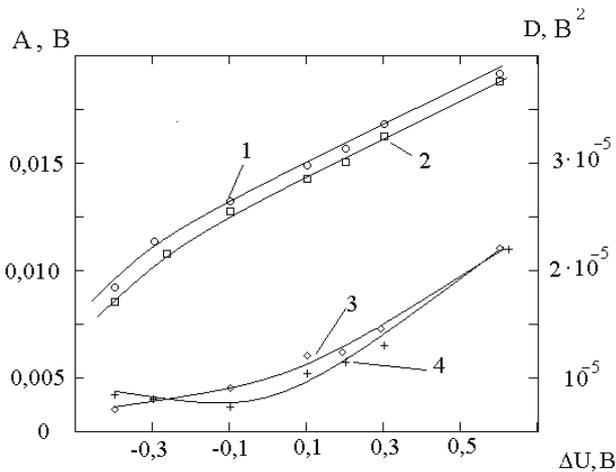


Рис. 3 Зависимость средней амплитуды и дисперсии амплитудных распределений импульсов ЛФП от величины перенапряжения: 1, 3 — среднее значение и дисперсия амплитудного распределения темновых импульсов соответственно; 2, 4 — среднее значение и дисперсия амплитудного распределения сигнальных импульсов соответственно.

пульсов ЛФП. Однако среднее значение амплитуды темновых импульсов при одном и том же значении  $\Delta U$  больше, чем для амплитуды импульсов, образованных при регистрации оптического излучения. В интервале перенапряжений  $\Delta U = 0,0 - 0,6$  В зависимость между напряжением питания ЛФП и средней амплитудой импульсов можно аппроксимировать линейной функцией.

Среднее значение отношения  $\Delta A / \Delta U_n = 0,01 \div 0,012$ , где  $\Delta A$  — изменение средней амплитуды импульса за интервал  $\Delta U_n$  ( $\Delta U_n$  — изменение напряжения питания) приблизительно одинаково для амплитудного распределения импульсов с оптической засветкой и без нее. Эта величина позволяет сформулировать требования к источнику питания ЛФП. С ростом  $\Delta U$  увеличивается отклонение амплитуды импульсов от средней амплитуды, о чем свидетельствуют зависимости дисперсии амплитудных распределений импульсов от величины перенапряжения (рис. 3). Необходимо отметить, что одинакового соотношения между дисперсиями АРИ темновых импульсов и импульсов, образованных под действием оптического излучения, не наблюдалось для различных экземпляров исследуемых ЛФП. Так для одних экземпляров во всем исследуемом диапазоне перенапряжений дисперсия АРИ темновых импульсов была больше дисперсии АРИ импульсов, образованных оптическим излучением, для других — наоборот, для третьих — соотношение менялось с изменением  $\Delta U$ , как это представлено на рис. 3.

На рис. 4 приведены амплитудные распределения импульсов в зависимости от интенсивности регистрируемого оптического излучения. Видно, что рост интенсивности излучения

пробоя, отличающиеся от других каналов, то зависимость коэффициента усиления носителей заряда в канале от напряжения питания  $U_n$  тоже будет различной. Это приводит к тому, что рост коэффициента умножения с увеличением  $\Delta U$  в одних каналах более значительный, чем в других, что вызывает разделение наблюдаемой части АРИ с одним максимумом на отдельные пики.

С ростом перенапряжения наблюдается увеличение вероятности образования высокоамплитудных импульсов, что согласуется с зависимостью средней амплитуды импульсов ЛФП  $A$  от  $\Delta U$  (рис. 3). Повышение перенапряжения приводит к росту амплитуды как для темновых, так и для сигнальных импульсов. Это связано с тем, что с ростом  $\Delta U$  увеличивается коэффициент усиления в микроплазменных каналах, что влечет увеличение амплитуды выходных импульсов.

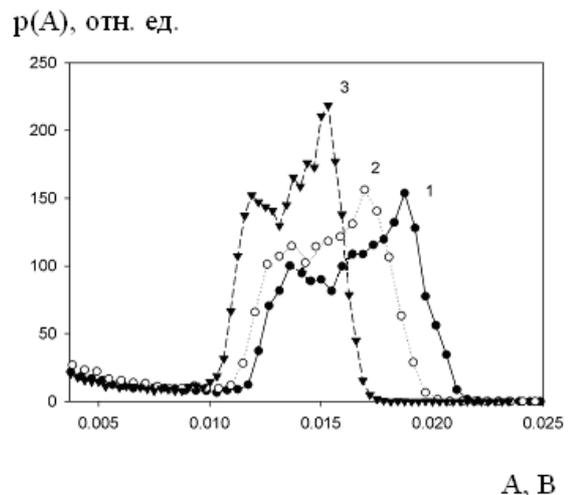


Рис. 4 Амплитудные распределения темновых и сигнальных импульсов при  $U_n = 0,2$  В для разных интенсивностей засветки (1 — АРИ для темновых импульсов; 2 — для интенсивности  $I_1 = 1$  отн. ед.; 3 — для интенсивности  $I_2 = 10$  отн. ед.)

приводит к сдвигу пика АРИ в область меньших амплитуд импульсов, что связано с увеличением вероятности образования низкоамплитудных импульсов. АРИ, приведенные на рис. 4, получены при скорости счета темновых импульсов  $N_T=1800 \text{ с}^{-1}$ , скорости счета импульсов, инициированных оптическим излучением,  $N1_{ст}=2800 \text{ с}^{-1}$  (зависимость 2 на рис. 4) и  $N2_{ст}=11800 \text{ с}^{-1}$  (зависимость 4 на рис. 4). Чем больше отношение  $(N_{ст}-N_T) / N_T$ , тем меньше величина  $A$ . Можно предположить, что протекание импульсов электрического тока, вызванных оптическим излучением, приводит к понижению электрического поля в  $p-n$ -переходе ЛФП. Это можно объяснить тем, что под действием оптического излучения увеличивается число свободных зарядов в области пространственного заряда. От места рождения до попадания в канал микроплазмы носитель дрейфует в электрическом поле. При  $U_n \geq U_{пр}$  величина напряженности этого поля будет достаточно большой и носитель заряда может набрать энергию для ударной ионизации, что приведет к его умножению. Все это приведет к увеличению зарядов в области пространственного заряда и приводит к некоторому понижению напряженности электрического поля.

### Заключение

С использованием аппаратно-программного измерительного комплекса установлены зависимости амплитудных распределений импульсов на выходе исследуемых лавинных фотоприемников в зависимости от величины перенапряжения, и интенсивности регистрируемого оптического излучения. Показано, что увеличение перенапряжения приводит к изменению формы амплитудных распределений, а повышение интенсивности регистрируемого оптического излучения вызывает рост вероятности образования низкоамплитудных импульсов. Получено, что увеличение перенапряжения приводит к росту средней амплитуды импульсов и увеличению дисперсии АРИ.

Авторы выражают благодарность заведующему лабораторией Института электроники НАН Беларуси В.Б. Залесскому за предоставленные для исследования экземпляры лавинных фотоприемников.

## AMPLITUDE CHARACTERISTICS OF QUANTUM PHOTODETECTORS WITH LARGE-AREA PHOTSENSITIVE SURFACE

A.K. BARANOUSKI, I.R. GULAKOV, A.O. ZENEVICH

### Abstract

Amplitude characteristics of pulses in quantum photodetectors with photosensitive surface area  $7 \text{ mm}^2$  that operate in photon-counting mode are investigated. Amplitude distributions for pulses as a function of overvoltage and optical radiation intensity are presented. It is shown that overvoltage increase leads to shape changing of amplitude distribution and increase of optical radiation intensity causes pulse amplitude decrease.

### Литература

1. Гулаков И.Р., Холондырев С.В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Минск, 1989.
2. Гулаков И.Р., Залесский В.Б., Мальшиев С.А., Шуневич С.А. // Оптический журнал. 1992. № 9. С. 12–16.
3. Ветохин С.С., Комар М.В., Шаметько А.А. // ПТЭ. 1996. № 1. С. 135.
4. Зеневич А.О., Новиков Е.В. // Докл. БГУИР. 2006. №1(13). С. 27–31.
5. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. Одноэлектронные фотоприемники. М., 1979.
6. Барановский О.К., Кучинский П.В. // Материалы II Междунар. конф. "Информационные системы и технологии". Минск, Академия управления при Президенте Республики Беларусь, 2004. Ч. 1. С. 110–115.