

## РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ SiPM ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

*Н. И. Замятин*<sup>1</sup>, *Ю. А. Копылов*<sup>1</sup>, *Е. А. Стрелецкая*<sup>1,\*</sup>,  
*Б. Л. Топко*<sup>2</sup>, *А. И. Шереметьева*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Технологический институт Карлсруэ, Германия

Кремниевые пиксельные фотоумножители (SiPM) получили массовое применение в различных областях научной экспериментальной аппаратуры. Как правило, применение SiPM в физических экспериментах на ускорителях предполагает наличие радиационного фона в области расположения детектирующей аппаратуры. Создаваемые радиационные дефекты в области пространственного заряда (ОПЗ) пикселей приводят к росту термогенерационного тока, являющегося источником шума. Основными и практическими вопросами для любого эксперимента являются: время жизни, темп деградации основных параметров и режимы работы SiPM, снижающие отрицательные эффекты от накопления радиационных повреждений во времени. В данной работе сделана попытка практически ответить на часть этих вопросов.

Silicon photomultipliers (SiPM) are widely used in various fields of scientific experimental equipment. As a rule, the use of SiPMs in physical experiments at accelerators presupposes the presence of a radiation background in the area where the detection equipment is located. The created radiation defects in the space charge region (SCR) of pixels lead to an increase in thermal generation current, which is a source of noise. The main and practical issues for any experiment are: lifetime, degradation rate of the main parameters and SiPM operating modes that reduce the negative effects of the accumulation of radiation damage over time. This paper attempts to practically address some of these issues.

PACS: 85.60.Bt; 85.60.Ha; 61.80.Hg

### 1. ОСНОВНЫЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ПОВРЕЖДЕНИИ SiPM

Основными отрицательными макроэффектами, возникающими при облучении SiPM быстрыми нейтронами, являются:

- рост темного объемного термогенерационного тока фотоприемника  $I_{v(\Phi)}$  с ростом нейтронного флюенса  $\Phi_{\text{эпв}}$  ( $\text{см}^{-2}$ );
- рост частоты темного счета  $F_{\text{dark}}$  (кГц) и величины шума  $\sigma_{\text{noise}}$  (пиксель);

---

\* E-mail: estreletskaia@bk.ru

- рост величины напряжения пробоя  $V_{bd}$ ;
- изменение напряжения полного обеднения  $V_{fd}$ ;
- рост рассеиваемой на кристалле тепловой мощности  $P = I_d V_{op}$ , где  $V_{op}$  — величина напряжения смещения SiPM, что может приводить к разогреву кристалла и изменению рабочей точки ( $V_{bd}$ ,  $V_{op}$ ,  $M$ );
- снижение эффективности регистрации фотонов (PDE);
- уменьшение отношения сигнал/шум (S/N).

Считаем неизменными при радиационных повреждениях следующие важные параметры SiPM:

- величина емкости пикселей для данного типа SiPM остается неизменной и равной

$$C_{\text{pixel}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}} S_{\text{pixel}}}{d_{\text{epi}}}, \quad (1)$$

где площадь пикселя S12571-010C —  $S_{\text{pixel}} (10 \times 10 \text{ мкм}) = 10^{-6} \text{ см}^2$  (из паспорта); толщина эпитаксиального слоя определена из формулы (1) —  $d_{\text{epi}} = d_{\text{pixel}} = 2,97 \text{ мкм} = 2,97 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ;  $\varepsilon_0 \times \varepsilon_{\text{Si}} = 1,06 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$ . Значение емкости SiPM берется при напряжении полного обеднения ( $V_{fd}$ ) из измеренной вольт-фарадной характеристики (ВФХ) (см. рис. 6). Для SiPM типа S12571-010C ( $10^4$  пикселей) фирмы Hamamatsu (НРК) с размером пикселя, равным  $10 \times 10 \text{ мкм}$ , величина емкости одного пикселя равна  $C_{\text{pixel}} = 3,53 \cdot 10^{-15} \text{ Ф}$ ;

— величина коэффициента усиления  $M$  в гейгер-режиме не меняется при фиксированной величине перенапряжения  $V_{ov} = V_{op} - V_{bd}$  и равняется  $M = (C_{\text{pixel}} V_{ov}) / 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ , где  $C_{\text{pixel}}$  — емкость пикселя, Ф;  $V_{ov}$  — величина перенапряжения, В;  $1,6 \cdot 10^{-19}$  — заряд электрона, Кл.

Образцы SiPM облучались быстрыми нейтронами на канале №3 реактора ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) [15]. Мониторинг эквивалентного флюенса нейтронов в каждой точке облучения проводился с помощью метода [14], где в качестве мониторов эквивалентного флюенса нейтронов  $\Phi_{\text{экв}}$  применялись детекторы Si-pin.

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при  $V_{op} < V_{bd}$  для облученных и необлученных SiPM S12571-010C. На рис. 2–4 показаны амплитудные спектры темновых шумов SiPM S12571-010C при  $V_{op} > V_{bd}$  для необлученного (см. рис. 2) и облученных (см. рис. 3, 4) фотоприемников. После облучения SiPM быстрыми нейтронами объемный термогенерационный ток при  $V_{fd}$  (нет усиления) можно записать в виде  $I_{v(\Phi)} = I_{v0} + \Delta I_{v(\Phi)}$ , где  $I_{v0}$  — величина до облучения,  $\Delta I_{v(\Phi)}$  — приращение за счет создания в объеме радиационных дефектов, эта величина пропорциональна эквивалентному флюенсу нейтронов  $\Phi_{\text{экв}} (1 \text{ МэВ/Si})$ . Величина  $V_{fd}$  для каждого SiPM была определена из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) (см. рис. 6). Графики на рис. 1 демонстрируют, что отношение величины токов SiPM при напряжении полного обеднения  $I_{d2}(22 \text{ В}) : I_{d1}(31,26 \text{ В}) = 0,127 \times 10^{-6} \text{ А} : 1,079 \cdot 10^{-9} \text{ А} = 117,7$  не равняется отношению значений

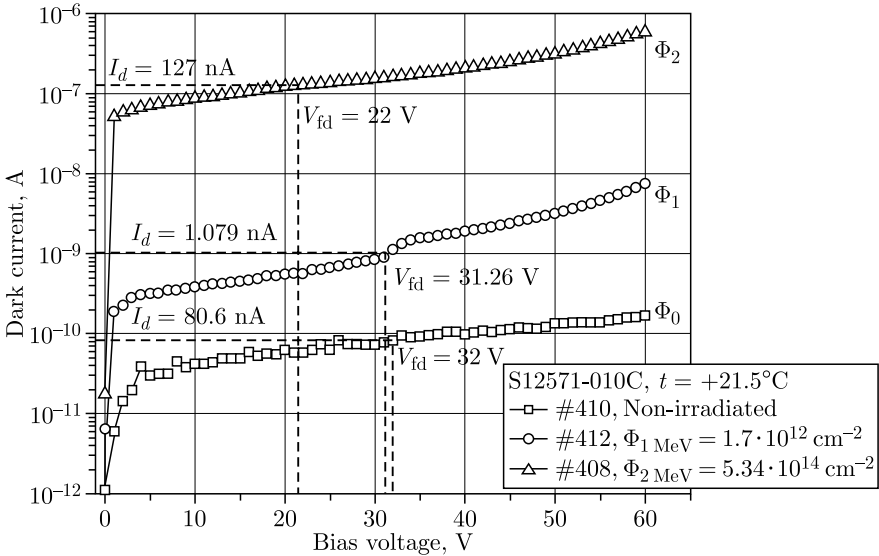


Рис. 1. ВАХ необлученного ( $\Phi_0$ ) и облученных ( $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ) SiPM (S12571-010C) при  $V_{op} < V_{bd}$ ,  $t = +21,5^\circ\text{C}$ : квадраты — необлученный  $\Phi_0 = 0$ ; кружки — облученный  $\Phi_1 = 1,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ; треугольники — облученный  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

нейтронного флюенса  $\Phi_2 : \Phi_1 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} : 1,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} = 308,9$ . Это означает, что ток облученного фотоприемника при  $V_{fd}$  является суммой объемной и поверхностной компонент  $I_d = I_{v(\Phi)} + I_s$ . Для облученных SiPM объемный термогенерационный ток  $I_{v(\Phi)}$  в области напряжений ниже пробоя  $V_{op} < V_{bd}$  будет пропорционален объему ОПЗ фотоприемника, рабочей температуре и величине флюенса. Этот ток будет определять величину тока  $I_d$  и шума SiPM в рабочей области (гейгер-режим) напряжений при  $V_{op} > V_{bd}$ . В реальной физической установке, где SiPM расположены внутри детектора (калориметра) и повреждаются радиацией, по величине тока  $I_d = f(\Phi_{эКВ})$  при  $V_{op} < V_{bd}$  можно сделать оценку набранного эквивалентного флюенса нейтронов в данной позиции. Применяемый тип SiPM необходимо предварительно облучить нейтронами в нескольких точках по флюенсу ( $\Phi_{эКВ}$ ). Полученную экспериментальную зависимость  $I_d = f(\Phi_{эКВ})$  при  $V_{op} = V_{fd}$  можно использовать в качестве калибровочной для определения величины накапливаемого эквивалентного флюенса нейтронов в разных точках физической установки.

На рис. 2 представлен амплитудный спектр темнового шума и форма сигнала после усилителя необлученного SiPM (S12571-010C), температура измерений  $t = +25^\circ\text{C}$ , напряжение  $V_{op} = 69,83 \text{ В}$ ,  $V_{bd} = 65,33 \text{ В}$  (определено из ВАХ),  $V_{ov} = 4,5 \text{ В}$ , усиление SiPM  $M = 1,34 \cdot 10^5$ , время интегрирования сигнала  $t_s = 25 \text{ нс}$ . Амплитудный спектр темнового шума

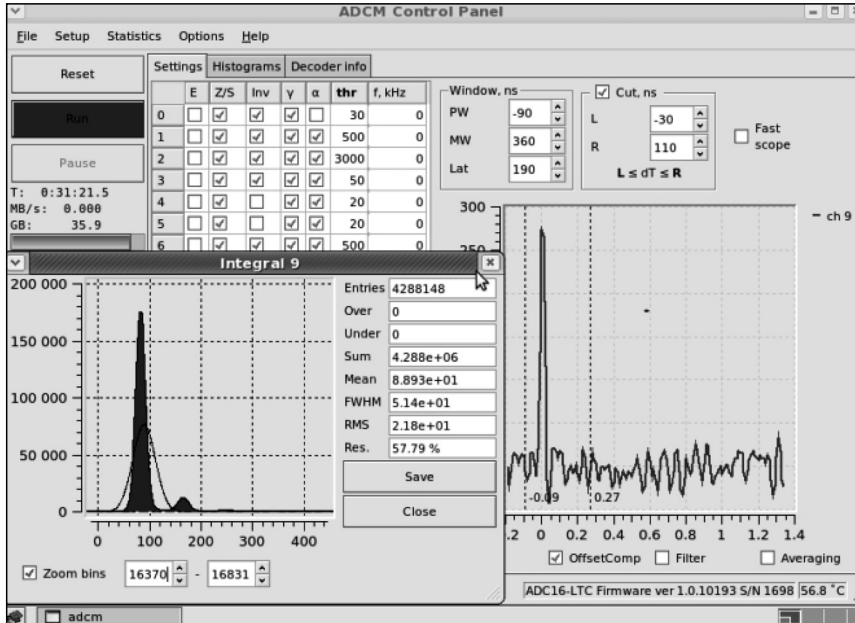


Рис. 2. Амплитудный спектр темного шума и форма сигнала необлученного SiPM (S12571-010C, № 409),  $\Phi_0 = 0 \text{ см}^{-2}$ ,  $V_{op} = 69,83 \text{ В}$ ,  $V_{bd} = 65,33 \text{ В}$ ,  $V_{ov} = 4,5 \text{ В}$ ,  $t = +25^\circ\text{C}$ ,  $F_{dark} = 127,2 \text{ кГц}$  ( $thr = 0,5$  пикселя),  $M = 1,34 \cdot 10^5$  (1 пиксель = 83,5 каналов АЦП),  $I_d = 3,2 \text{ нА}$ ,  $\sigma_{noise} = 0,3$  пикселя г. м. с.,  $t_s = 25 \text{ нс}$ , 1 канал АЦП = 1605  $e$

необлученного SiPM является дискретным и состоящим из нескольких пиков (оптический кросс-ток), кратных одному пикселю (1 пиксель, 2 пикселя, 3 пикселя...). На рис.3 показаны электрические сигналы и амплитудные спектры темного шума для SiPM типа S12571-010C (НРК) после облучения относительно небольшим флюенсом  $\Phi_1 = 1,73 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , например, для условий применения в калориметре HSCAL эксперимента CMS/LHC. На рис. 4 приведены амплитудные спектры темного шума и сигналы после облучения быстрыми нейтронами большим по величине флюенсом  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Амплитудные спектры шумов для облученных SiPM измерялись при температуре  $t = -26,3^\circ\text{C}$ , при комнатной температуре проводить корректно измерения для облученных SiPM из-за большой величины темного тока невозможно.

Расчет величины шума в пикселях проводится по следующей формуле:

$$\sigma_{noise} = \frac{1605 e/\text{канал АЦП} \sigma_{noise}(\text{канал АЦП})}{M (e/\text{пиксель})} = N [\text{пиксель г. м. с.}], \quad (2)$$

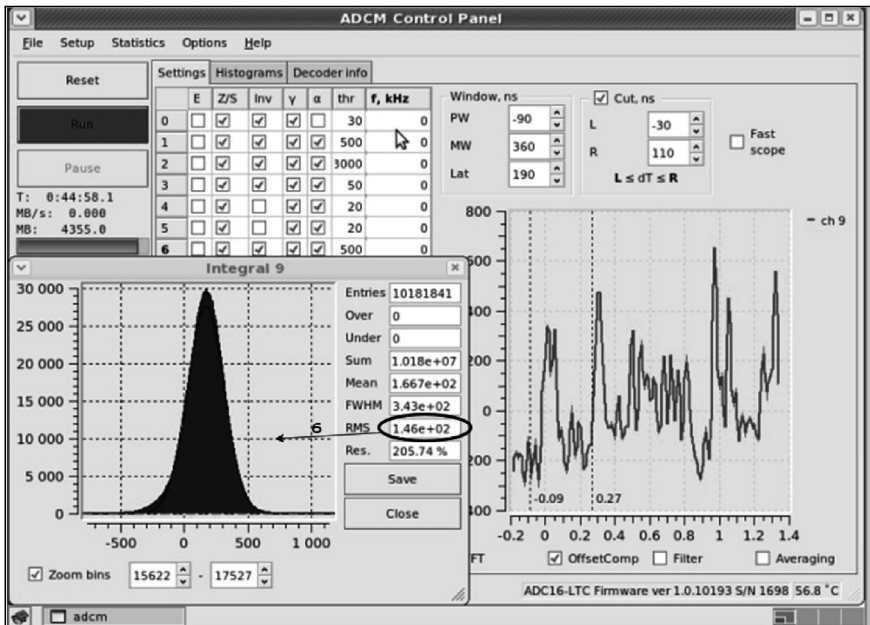


Рис. 3. Амплитудный спектр темнового шума и форма сигнала шумов для облученного SiPM (S12571-010C),  $\Phi_1 = 1,73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $V_{op} = 66,26 \text{ В}$ ,  $V_{bd} = 63,26 \text{ В}$ ,  $V_{ov} = 3 \text{ В}$ ,  $t = -26,3 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $F_{dark} = 5124 \text{ кГц}$  ( $\text{thr} = 0,5$  пикселя),  $M = 8,84 \cdot 10^4$  (1 пиксель = 55,1 каналов АЦП),  $I_d = 1,27 \text{ мкА}$ ,  $\sigma_{noise} = 146$  каналов АЦП,  $t_s = 25 \text{ нс}$ , 1 канал АЦП = 1605  $e$ ,  $\sigma_{noise} = 2,65$  пикселей г. м. с.

где 1 канал АЦП = 1605 ( $e$ /каналов АЦП) — цена в электронах одного канала АЦП измерительной системы, определяется при подключенном к усилителю SiPM при  $V_{op} = V_{fd}$  по реперному пику от генератора точной амплитуды;  $\sigma_{noise}$  (канал АЦП) — величина шума в каналах АЦП (г. м. с.) для измеренного амплитудного спектра шума;  $M$  ( $e$ /пиксель) — величина усиления при данном значении  $V_{ov}$ , измеренная для необлученного SiPM;  $N$  [пиксель г. м. с.] — значение шума [пиксель г. м. с.].

Пример расчета величины  $\sigma_{noise}$  в пикселях (см. рис. 4) SiPM для  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  приведен ниже:

$$\sigma_{noise} = \frac{1605 e/\text{канал АЦП} \cdot 2220 \text{ каналов АЦП}}{8,84 \cdot 10^4 e/\text{пикселей}} = 40,3 \text{ пикселей г.м.с.} \quad (3)$$

Среднеквадратичный шум величиной в 40,3 пикселя (при температуре  $-26,3 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $V_{ov} = 3 \text{ В}$ ) — это очень большая величина. Физически означает, что амплитуда регистрируемого полезного сигнала с достоверностью в  $6\sigma$  должна быть не менее ( $6\sigma_{noise}$ ) =  $6 \cdot 40,3$  пикселей = 241,8 пикселей.

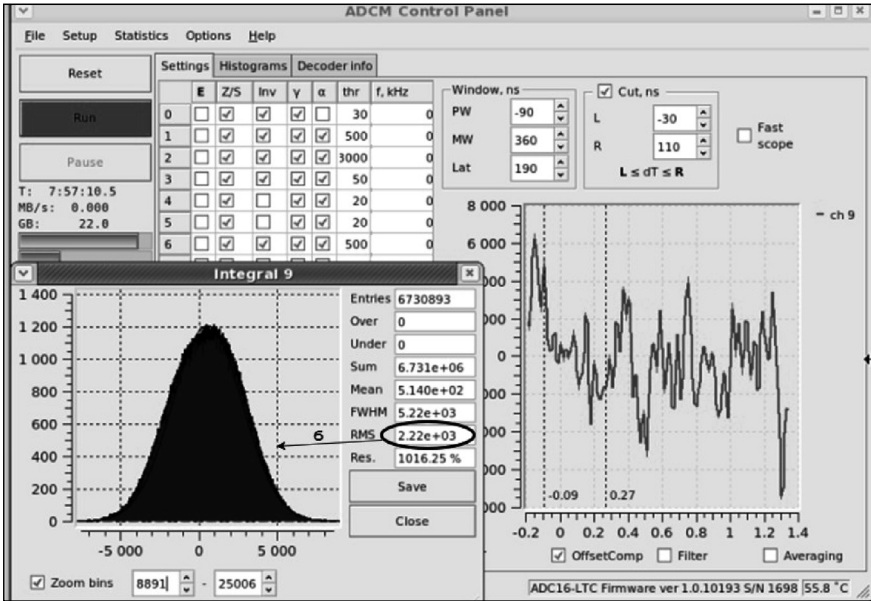


Рис. 4. Амплитудный спектр темнового шума и форма электрического сигнала шумов для облученного нейтронами SiPM-S12571-010C:  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $V_{op} = 72,65 \text{ В}$ ,  $V_{bd} = 69,65 \text{ В}$ ,  $V_{ov} = 3 \text{ В}$ ,  $t = -26,3^\circ\text{C}$ ,  $F_{dark} = 9060 \text{ кГц}$  ( $\text{thr} = 0,5 \text{ пикселя}$ ),  $M = 8,84 \cdot 10^4$  (1 пиксель = 55,1 каналов АЦП),  $I_d = 522 \text{ мкА}$ ,  $\sigma_{noise} = 2200 \text{ каналов АЦП}$ ,  $t_s = 25 \text{ нс}$ , 1 канал АЦП = 1605 e,  $\sigma_{noise} = 40,3 \text{ пикселей г. м. с.}$

селей. При этом величина оптического сигнала на входе SiPM типа S12571-010C при  $\text{PDE} = 5\%$  (паспорт НРК) и  $V_{ov} = 3 \text{ В}$  должна быть не менее  $241 \text{ пикселя} (100\%/5\%) = 4386 \text{ фотонов}$  (сигнал m.i.p. для 2-мм толщины сцинтиллятора  $\approx 500 \text{ фотонов}$ ). Реальная ситуация будет еще хуже, так как после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  величина  $\text{PDE}$  уменьшится до 1% и оптический сигнал должен быть еще больше в 5 раз, т. е.  $4386 \times 5 = 24\,180 \text{ фотонов}$ . Это означает, что сигнал в 25 000 фотонов будет сложно отделить от шума. Выход из данной ситуации может быть следующий: выбрать другой тип SiPM с более высоким  $\text{PDE}$  (S12571-015C), понизить температуру с  $-26,3$  до  $-40^\circ\text{C}$  (снизится шум) и выбрать максимально допустимую величину  $V_{ov}$ .

Следует отметить, что до радиационных повреждений SiPM работают при комнатной температуре как фотоприемники одиночных фотонов в цифровом режиме, где амплитуда световых сигналов кратна 1 пикселю (младший бит информации). Амплитуда пика, равная одному пикселю, — это сигнал, создаваемый одним фотозлектроном (дыркой) или одним термоэлектроном (дыркой). Неповрежденный нейтронами SiPM

имеет встроенный «внутренний генератор шумовых импульсов точной амплитуды» с кратностью амплитуды импульсов в 1 пиксель. После радиационных повреждений амплитудный спектр шумов SiPM перестает быть дискретным даже при температуре  $-26,3^\circ\text{C}$  (см. рис. 3, 4), поэтому калибровка усиления SiPM по шумовым пикам становится невозможной.

## 2. КАКАЯ ЧАСТЬ ОБЪЕМА SiPM ОПРЕДЕЛЯЕТ ВЕЛИЧИНУ ТЕМНОВОГО ТОКА И ЧАСТОТУ ТЕМНОВОГО СЧЕТА?

Импульсы шумовых сигналов в необлученных SiPM образуются за счет процесса термогенерации электронно-дырочных пар ( $e-h$ ) в ОПЗ. Величина объемного термогенерационного тока  $I_v$  в кремнии рассчитывается по формуле [1, 2]

$$I_v = \frac{en_i V_{\text{ОПЗ}}}{2\tau_0}, \quad (4)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона;  $n_i = 2 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-3}$  — собственная концентрация носителей заряда при  $T = 300$  К в кремнии;  $V_{\text{ОПЗ}}$  ( $\text{см}^3$ ) — объем ОПЗ, равный сумме объемов ОПЗ отдельных пикселей;  $\tau_0$  (с) — время жизни неосновных носителей заряда в ОПЗ. Формула (4) справедлива в области напряжения без усиления ( $V_{\text{оп}} < V_{\text{bd}}$ ) для необлученных и для облученных фотодетекторов. Следует учитывать, что время жизни носителей заряда уменьшается в процессе облучения за счет создания радиационных дефектов в кремнии. Электрически активные радиационные дефекты называются глубокими центрами (ГЦ — deep level) и занимают положение вблизи середины ( $E_i$ ) запрещенной энергетической зоны кремния ( $E_g = E_c - E_v$ ). Величина объемного термогенерационного тока  $I_v$ , измеренная при  $V_{\text{оп}} = V_{\text{fd}} < V_{\text{bd}}$ , определяет частоту темнового счета  $F_{\text{dark}}$  и тока  $I_d$  в гейгер-режиме усиления при  $V_{\text{оп}} > V_{\text{bd}}$  как для необлученных, так и для облученных SiPM. ГЦ снижают величину времени жизни носителей заряда, что приводит к росту термогенерационного объемного тока SiPM. Из (4) следует, что объемный термогенерационный ток  $I_v$  необлученных SiPM в области ниже напряжения пробоя можно снизить понижением рабочей температуры SiPM ( $n_i$  — уменьшается,  $\tau_0$  — растет с понижением  $t$ ) и уменьшением объема ОПЗ ( $V_{\text{ОПЗ}}$ ).

Надо помнить, что после радиационных повреждений SiPM все начальные достигнутые с помощью технологии рекордные параметры неповрежденных детекторов (высокое значение  $\tau_0$ , низкие значения  $F_{\text{dark}}$  и  $I_v(V_{\text{fd}})$ ) исчезают и качество радиационно-поврежденных фотоприемников после некоторого значения флюенса становится сравнимым. Можно оценить для необлученных SiPM фирмы НРК величину времени жизни носителей заряда в эпитаксиальном слое из формулы (4), но для этого

надо знать величину объемного тока  $I_v$  при  $V_{fd} < V_{bd}$ . Для необлученного SiPM можно рассчитать  $I_v(V_{fd})$  из измерений частоты темнового счета шумов  $F_{dark}$  при  $V_{op} > V_{bd}$ , полагая, что каждый импульс шума возникает только за счет термогенерации ( $e-h$ ) пар в ОПЗ. При расчете  $I_v(V_{fd})$  берется величина вероятности образования лавины (внутренняя детектирующая эффективность IDE)  $\varepsilon_{Geiger} = 0,3$  (при  $V_{ov} = 4,5$  В). Для необлученного SiPM типа S12571-010C  $F_{dark} = 127,2$  кГц ( $thr = 0,5$  пикселя,  $t = +25^\circ\text{C}$ ,  $M = 1,37 \cdot 10^5$ ,  $V_{ov} = 4,5$  В),  $\varepsilon_{Geiger} = 0,3$ , можно записать выражение для объемного термогенерационного тока  $I_v(V_{fd})$  в следующем виде:

$$I_v(V_{fd}) = \frac{F_{dark} (c^{-1}) \cdot e (\text{Кл})}{\varepsilon_{Geiger}} = \frac{(1,272 \cdot 10^5)(1,6 \cdot 10^{-19})}{0,3} = 6,8 \cdot 10^{-14} \text{ А.} \quad (5)$$

Следует заметить, что при расчете объемного термогенерационного тока (при  $V_{op} = V_{fd} < V_{bd}$ ) из величины  $F_{dark}$  сигналы оптических наводок (optical cross talk) не вносят ошибку, так как они являются следствием термогенерации ( $e-h$ )-пар. Величина тока SiPM при напряжении полного обеднения измерена (см. рис. 1) и равна  $I_d(V_{fd}) = 80,6 \cdot 10^{-12}$  А. Величина поверхностного тока необлученного SiPM равна разности измеренного тока  $I_d$  и рассчитанного из  $F_{dark}$  объемного тока  $I_v$ , которая равняется  $I_s = I_d - I_v = 80,6 \cdot 10^{-12} - 6,8 \cdot 10^{-14} \text{ А} \approx 80,5 \cdot 10^{-12} \text{ А}$ . Таким образом, для необлученного SiPM типа S12571-010C ток фотоприемника  $I_d(V_{fd})$  в области напряжения  $V_{op} > V_{bd}$  практически равен величине поверхностной составляющей  $I_s$ , и только после облучения с появлением радиационных дефектов в ОПЗ соотношение токов меняется и объемная компонента начинает превосходить поверхностную в области напряжений ниже пробоя. В рабочей области напряжений  $V_{op} > V_{bd}$  практически только объемный термогенерационный ток  $I_v(V_{fd})$  усиливается и определяет ток  $I_d$  при  $V_{op} > V_{bd}$ , более подробно роль поверхностной компоненты  $I_s$  рассмотрена в работе [3]. Подставив величину объемного термогенерационного тока  $I_v = 6,8 \cdot 10^{-14}$  А и объема ОПЗ фотодетектора из (1)  $V_{OPZ} = d_{epi} S_{SiPM} = (3,01 \cdot 10^{-4} \text{ см}) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 = 3,01 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$  в (2), получаем величину времени жизни носителей  $\tau_0 = 71 \cdot 10^{-3}$  с. Это очень высокое значение времени жизни носителей заряда для эпитаксиальных слоев кремния и свидетельствует о высоком уровне технологии изготовления SiPM фирмы НРК. Можно отметить, что самые чистые и высокоомные кристаллы детекторного кремния, выращенные методом БЗП (бестигельная зонная плавка, FZ-Float Zone), имеют величину  $\tau_0 = (1-20) \cdot 10^{-3}$  с. Для применения SiPM в условиях, где нет радиационных повреждений, объемный темновой ток  $I_v(V_{fd})$  является одним из главных параметров: чем он будет меньше, тем меньше будет частота темнового шума (счета)  $F_{dark}$ .



При облучении SiPM быстрыми нейтронами, протонами, ядрами, электронами,  $\gamma$ -квантами с энергией выше величины дефектообразования в кремнии темновой объемный ток линейно растет с ростом флюенса частиц. Это утверждение справедливо для напряжения ( $V_{fd}$ ) полного обеднения SiPM в области без усиления. Для практических расчетов приращения объемного темнового тока в области ниже напряжения пробоя SiPM при облучении быстрыми нейтронами удобнее пользоваться следующей эмпирической формулой [4, 5]:

$$\Delta I_{v(\Phi)} = \alpha_I \Phi_{\text{экв}} V, \quad (6)$$

где  $\Delta I_{v(\Phi)}$  — приращение объемного тока детектора при облучении, А;  $\alpha_I$  — токовая константа повреждений кремния равняется  $5 \cdot 10^{-17}$  А/см при  $+20^\circ\text{C}$  для нейтронов с энергией 1 МэВ и физически означает приращение тока в кремниевом детекторе объемом  $1 \text{ см}^3$  от прохождения одного нейтрона (1 МэВ);  $\Phi_{\text{экв}}$  — значение эквивалентного (по повреждениям кремния) флюенса нейтронов с  $E = 1 \text{ МэВ}$ ,  $\text{см}^{-2}$  (значение флюенса для других типов частиц принято приводить к шкале  $\Phi_{\text{экв}}$  (1 МэВ/Si) через рассчитанную величину NIEL (Non Ionization Energy Loos));  $V$  — объем ОПЗ детектора,  $\text{см}^3$ .

Напряжение полного обеднения после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  определено по измерениям ВФХ и равно  $V_{fd} = 22 \text{ В}$  (см. рис. 6), ток равен  $\Delta I_d = 127 \cdot 10^{-9} \text{ А}$  (при  $+20^\circ\text{C}$ ). Для флюенса  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  по формуле (5) можно рассчитать величину приращения объемного темнового тока SiPM с объемом  $3,01 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$  (толщина ОПЗ — 3,01 мкм, площадь —  $1 \text{ мм}^2$ ) для области ниже напряжения пробоя (без усиления):

$$\begin{aligned} \Delta I_{v(\Phi)} &= 5 \cdot 10^{-17} \text{ А/см} \cdot 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot 3,01 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 = \\ &= 80 \cdot 10^{-9} \text{ А (при } + 20^\circ\text{C)}. \end{aligned}$$

Термогенерационный ток величиной 80 нА (при  $V_{fd}$ ) после облучения SiPM  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  соответствует рождению в ОПЗ следующего количества электронно-дырочных пар в секунду:  $N_{(e-h)} = 80 \frac{10^{-9} \text{ (А)}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ (Кл)}} = 5 \cdot 10^{11} (e-h)$  при  $+20^\circ\text{C}$ . При вероятности образования лавины даже в 10% частота темнового счета будет равна  $F_{\text{dark}} = 50 \text{ ГГц}$ , это приведет к наложению сигналов как от отдельных пикселей, так и внутри отдельного пикселя и росту шума  $\sigma_{\text{noise}}(V_{ov}) \sim (I_{v(\Phi)} M t_s)^{1/2}$ , где  $I_{v(\Phi)}$  — объемный ток ОПЗ без усиления,  $M$  — величина усиления,  $t_s$  — время интегрирования сигнала. При снижении температуры термогенерационный ток (без усиления) для кремниевых приборов уменьшается в 2 раза на каждые  $7,6^\circ\text{C}$ , также будет снижаться и  $F_{\text{dark}}$ . С уменьшением флюенса нейтронов ток и частота темнового счета будут снижаться пропорционально  $\Phi_{\text{экв}}$ , а шум будет уменьшаться пропорционально  $(\Phi_{\text{экв}})^{1/2}$ . Эти рассуждения справедливы при одинаковых условиях измерений, т. е. при  $V_{ov} = \text{const}$ .

В дальнейшем обозначения приращения токов  $\Delta I_d$ ,  $\Delta I_s$ ,  $\Delta I_{v(\Phi)}$  под действием облучения корректно обозначать как величины тока  $I_d$ ,  $I_s$ ,  $I_{v(\Phi)}$ , так как начальные величины до облучения на несколько порядков меньше. Величина объемного тока  $I_{v(\Phi)}$  пропорциональна флюенсу и меньше величины полного тока  $I_d$  SiPM на величину поверхностного тока утечки  $I_s$ . Поверхностную составляющую  $I_s$  можно определить как разность  $I_s = I_d - I_{v(\Phi)} = 127 \cdot 10^{-9} - 80 \cdot 10^{-9} \text{ A} = 47 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ , величина поверхностной составляющей  $I_s$  для облученных SiPM становится меньше объемной составляющей  $I_{v(\Phi)}$ . Величина объемного темнового тока  $I_{v(\Phi)}$ , образующегося в процессе термогенерации носителей заряда в области ОПЗ, определяет величину тока  $I_d$  в области усиления при напряжении  $V_{\text{оп}} > V_{\text{бд}}$ . Также можно рассчитать из (2) величину времени жизни носителей заряда в ОПЗ после облучения быстрыми нейтронами для флюенса  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  при  $t = +20^\circ\text{C}$ . Подставив в (2)  $V_{\text{ОПЗ}} = 3,01 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$  (толщина ОПЗ — 3,01 мкм, площадь — 1 мм<sup>2</sup>) и  $I_{v(\Phi)} = 80 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ , получаем величину времени жизни носителей заряда  $\tau_{(\Phi)} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с} = 60 \text{ нс}$ , которая снизилась на 6 порядков по сравнению с необлученным SiPM.

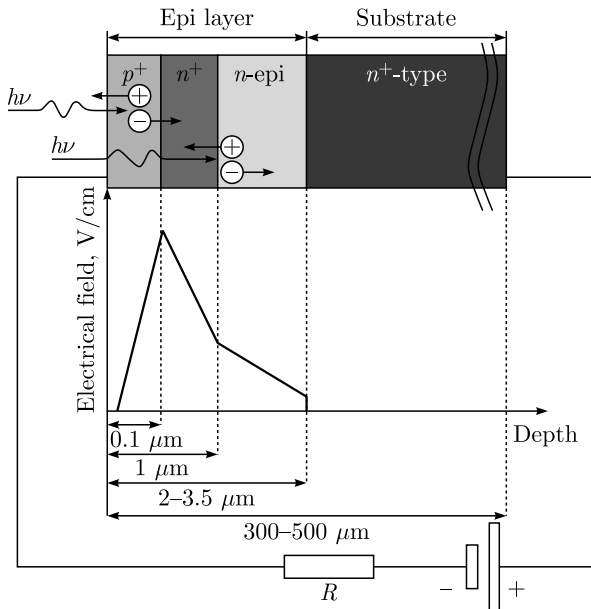


Рис. 5. Структура SiPM с эпитаксиальным слоем  $n$ -типа на низкоомной подложке  $n^+$ , тип структуры ( $p^+n^+nm^+$ ) определен из ВФХ по сдвигу напряжения полного обеднения после облучения для SiPM типа S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS

На рис.5 приведена типичная структура SiPM, где высокоомная ОПЗ обозначена слоем  $n$ -типа. В технологии изготовления SiPM эта область выполняется в виде тонкого эпитаксиального слоя (толщина не должна быть меньше длины поглощения зеленого (красного) света и составлять обычно не менее 3 мкм). Области перехода  $p^+$  и  $n^+$  создаются методом ионной имплантации в толщине выращенного эпитаксиального слоя  $n$ -типа проводимости. Входная для света  $p^+$ -область имеет высокую концентрацию легирующих примесей и высокую величину электрического поля для эффективного образования лавины от электронов после поглощения фиолетового и голубого света. Кванты зеленого и красного света поглощаются в  $n$ -области, и гейгер-разряд происходит за счет ускорения дырок. Низкоомная подложка  $n^+$ -типа является омическим контактом и не дает вклад в объемный темновой ток. Это означает, что высокоомный эпитаксиальный слой с толщиной более длины поглощения (зеленого света) в кремнии определяет объемный темновой ток как необлученных фотоприемников, так и облученных.

Для практической оценки радиационных повреждений SiPM необходимо обратить внимание на начальную часть ВАХ (см. рис. 1) в области напряжений значительно меньше напряжения пробоя. В области напряжения меньше величины пробоя из ВФХ (рис.6) можно определить напряжение полного обеднения данной структуры, толщину эпитаксиального слоя (ОПЗ), удельное сопротивление эпитаксиального слоя,

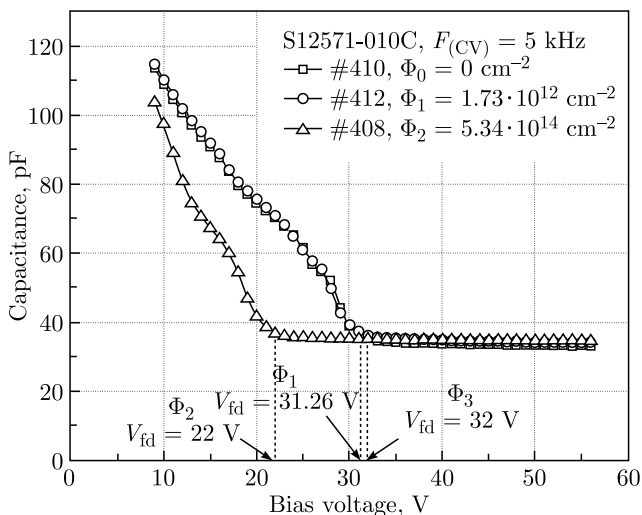


Рис. 6. ВФХ для трех SiPM одного типа (S12571-010C) до и после облучения,  $\Phi_0 = 0 \text{ cm}^{-2}$ ,  $\Phi_1 = 1,73 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $t = +20^\circ\text{C}$ , частота измерений  $F_{(CV)} = 5 \text{ кГц}$

полную емкость прибора и величину емкости одного пикселя (число пикселей для каждого типа SiPM известно). Полезно напомнить, что при напряжении  $V_{op} < V_{bd}$  можно корректно проводить измерения основных параметров радиационно-поврежденных SiPM при комнатной температуре ( $+25^\circ\text{C}$ ), так как токи без усиления еще невелики и не возникают проблемы большой рассеиваемой мощности. По изменению величины напряжения полного обеднения  $V_{fd}$  при облучении SiPM можно определить реальную структуру прибора, в паспорте фирмы тип структуры обычно не указан. SiPM (НРК) типа S12571-010C имеет структуру  $p^+n^+nn^+$ , показанную на рис. 5. Структуру SiPM легко определить по характеру изменений ВФХ после облучения быстрыми нейтронами. На рис. 6 ярко выражен эффект сдвига  $V_{fd}$  в сторону уменьшения при величине флюенса  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Напряжение полного обеднения до облучения равно  $V_{fd} = 32 \text{ В}$ , а после облучения нейтронами  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  величина  $V_{fd(\Phi)}$  уменьшилась до 22 В, это означает, что эпитаксиальный слой имеет  $n$ -тип проводимости, так как только область  $n$ -типа становится более высокоомной (процесс компенсации исходной донорной примеси (фосфор) радиационными дефектами) в процессе облучения. Величина удельного сопротивления кремния  $n$ -типа проводимости рассчитывается по эмпирической формуле

$$d(\text{мкм}) = 18\sqrt{\rho(\text{кОм} \cdot \text{см})V(\text{В})}, \quad (7)$$

где  $d$  — толщина обедненного слоя ОПЗ;  $\rho$  — величина удельного сопротивления;  $V$  — величина обратного напряжения на SiPM.

Ниже приведены основные параметры SiPM (НРК) типа S12571-010C по измерениям ВАХ и ВФХ до и после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ :

1) время жизни носителей заряда ( $+20^\circ\text{C}$ ) в ОПЗ (эпитаксиальный слой):

- до облучения:  $\tau_{\text{eff}(0)} = 0,71 \cdot 10^{-1} \text{ с} = 71 \text{ мс}$ ;
- после облучения:  $\tau_{\Phi} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с} = 60 \text{ нс}$ ;

2) удельное сопротивление (среднее значение) эпитаксиального слоя  $n$ -типа:

- до облучения:  $\rho_{(0)} = 0,87 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ;
- после облучения:  $\rho_{(\Phi)} = 1,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ;

3) полная величина емкости SiPM и отдельного пикселя остается постоянной до и после облучения:  $C_{\text{SiPM}} = 35,3 \text{ пФ}$ ,  $C_{\text{pixel}} = 3,53 \text{ фФ}$  (число пикселей для S12571-010C равно 10000);

4) напряжение полного обеднения SiPM:

- до облучения:  $V_{fd} = 32 \text{ В}$ ;
- после облучения:  $V_{fd(\Phi)} = 22 \text{ В}$ ;

5) объемный термогенерационный ток при  $t = +21,5^\circ\text{C}$  без усиления ( $V_{op} < V_{bd}$ ):

- до облучения:  $I_v = 6,8 \cdot 10^{-14} \text{ А}$  при  $V_{op} = V_{fd} = 32 \text{ В}$ ;
- после облучения:  $I_{v(\Phi)} = 80 \cdot 10^{-9} \text{ А}$  при  $V_{op} = V_{fd} = 22 \text{ В}$ ;

6) полный ток  $I_d$  при  $t = +21,5^\circ\text{C}$  без усиления ( $V_{op} < V_{bd}$ ):

- до облучения:  $I_d = 80,6 \cdot 10^{-12}$  А при  $V_{op} = V_{fd} = 32$  В;
- после облучения:  $I_{d(\Phi)} = 127 \cdot 10^{-9}$  А при  $V_{op} = V_{fd} = 22$  В;

7) зависимость напряжения пробоя ( $V_{bd}$ ) от флюенса (измерения при  $t = -26,3^\circ\text{C}$ ):

- до облучения:  $V_{bd} = 63,26$  В;
- после облучения ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ ):  $V_{bd(\Phi)} = 69,65$  В.

Среднее значение увеличения напряжения пробоя на каждые  $10^{12}$  см $^{-2}$  (эквивалентных по повреждениям Si) 1 МэВ нейтронов равняется:

$$K_{\Phi(V_{bd})} = \frac{69,65 - 63,26 \text{ В}}{5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}} = \frac{1,2 \text{ В}}{10^{14} \text{ см}^{-2}} = \frac{12 \text{ мВ}}{10^{12} \text{ см}^{-2}}. \quad (8)$$

Следует заметить, что такая закономерность изменения параметров SiPM под воздействием радиации справедлива для приборов любой серии и для любых производителей. Отличие может заключаться только для приборов, имеющих разную структуру: ( $p^+n^+nn^+$ ) или ( $n^+p^+pp^+$ ). Напряжение полного обеднения для структуры ( $p^+n^+nn^+$ ) будет снижаться, и удельное сопротивление эпитаксиального слоя  $n$ -типа будет увеличиваться (до точки инверсии типа проводимости) с ростом флюенса. Для структуры ( $n^+p^+pp^+$ ) напряжение полного обеднения все время будет расти и удельное сопротивление эпитаксиального слоя  $p$ -типа будет снижаться с ростом флюенса. Закономерность изменения остальных параметров с ростом флюенса будет одинакова для обеих структур.

На рис. 7 и 8 приведены зависимости величины  $F_{\text{dark}}$  от температуры и от  $V_{ov}$  для необлученных и облученных SiPM трех типов.

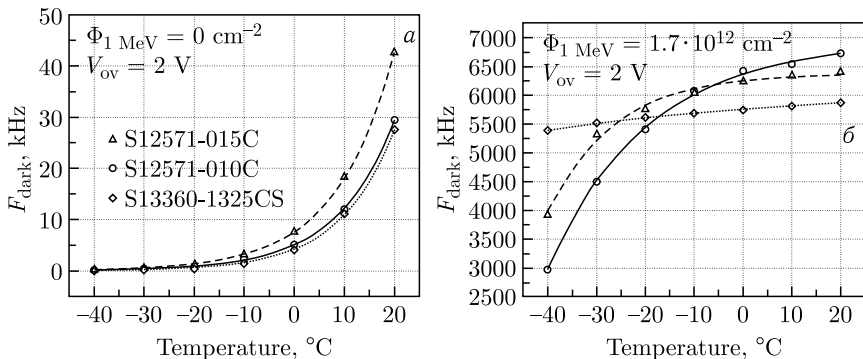


Рис. 7. Зависимость величины  $F_{\text{dark}}$  (порог 0,5 пикселя) от температуры при фиксированном  $V_{ov} = 2$  В для трех типов необлученных (а) и облученных (б) SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ )

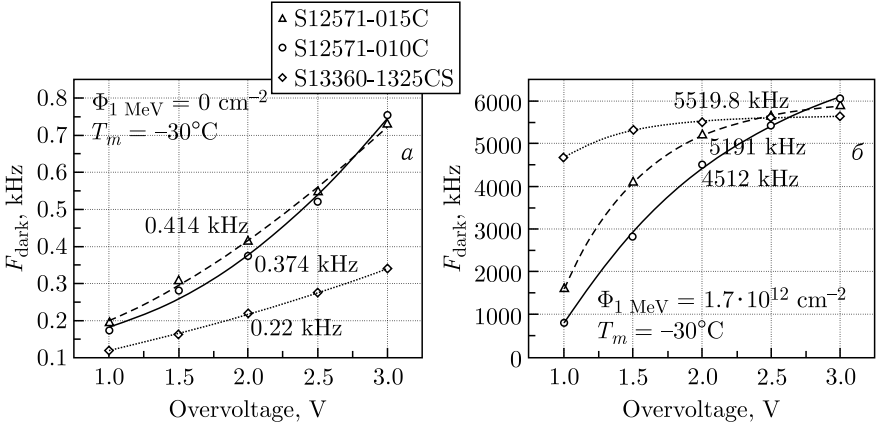


Рис. 8. Зависимость величины  $F_{\text{dark}}$  от  $V_{\text{ov}}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$  для трех типов необлученных (а) и облученных (б) SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ )

На рис. 7 приведены экспериментальные зависимости при  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$  от температуры частоты темнового счета  $F_{\text{dark}}$  для трех типов SiPM до облучения (рис. а) и после облучения (рис. б) нейтронами  $\Phi_1 = 1,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Частота темнового счета для неповрежденных (рис. 7, а) всех трех типов SiPM при температуре  $-40^\circ\text{C}$  находится в диапазоне 100–200 Гц и возрастает при достижении температуры  $+20^\circ\text{C}$  ( $\Delta t = 60^\circ\text{C}$ ) примерно в  $2^8 = 256$  раз ( $60^\circ\text{C}: 7,6^\circ\text{C} \approx 8$ ), где величина  $7,6^\circ\text{C}$  есть приращение температуры, при котором объемный термогенерационный ток кремниевых приборов возрастает в два раза. Разницу величины  $F_{\text{dark}}$  для трех типов необлученных SiPM при  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$  можно объяснить различием топологии и разной величиной  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ . Разные типы SiPM — это, как правило, разные исходные пластины с небольшим разбросом основных параметров эпитаксиального слоя и разные технологические партии. Для облученных SiPM (рис. 7, б) зависимость при  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$  от температуры частоты темнового счета  $F_{\text{dark}}$  имеет совершенно другой вид и не повторяет температурную зависимость объемного темнового тока необлученных SiPM, так как в данном случае все определяется эффектом наложений шумовых сигналов как в каждом пикселе, так и между пикселями. При повышении температуры с ростом объемного термогенерационного тока величина  $F_{\text{dark}}$  стремится к насыщению (плато) из-за эффекта наложений импульсов, этот эффект максимален для приборов с большими размерами пикселей: больше размер — больше емкость — больше время восстановления. Также для пикселей большего размера и большего объема ОПЗ при одинаковой концентрации радиационных дефектов (ГЦ) будет больше рождаться термогенерированных ( $e-h$ )-пар носителей заряда, которые увеличивают вероятность

наложений в отдельном пикселе. Для SiPM с объемом  $V_{\text{ОПЗ}} = 3,01 \times 10^{-6} \text{ см}^3$  после облучения  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  из выражения (6) объемный термогенерационный ток  $I_{v(\Phi)}(+20^\circ\text{C}) = 2,55 \cdot 10^{-10} \text{ А}$ , что соответствует образованию  $1,6 \cdot 10^9 (e-h)/\text{с}$  в объеме фотоприемника или при  $\varepsilon_{\text{Geiger}} = 10\%$  дает реальную (без наложений) величину  $F_{\text{dark}} = 1,6 \cdot 10^8 \text{ Гц}$ . Все температурные зависимости (см. рис. 7) при фиксированном значении  $V_{\text{ov}}$  измерялись в следующей последовательности: установка значения  $t, ^\circ\text{C}$  — измерение по шумам  $V_{\text{bd}}(t, ^\circ\text{C})$  — установка значения  $V_{\text{op}} = V_{\text{bd}}(t, ^\circ\text{C}) + V_{\text{ov}}(\text{const})$  — измерение  $F_{\text{dark}}$ .

На рис. 8 приведены экспериментальные зависимости частоты темного счета  $F_{\text{dark}}$  при температуре  $-30^\circ\text{C}$  от перенапряжения  $V_{\text{ov}}$  для трех типов SiPM до облучения (рис. а) и после облучения (рис. б) нейтронами  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Частота темного счета для неповрежденных (рис. 8, а) всех трех типов SiPM при температуре  $-30^\circ\text{C}$  и  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$  находится в диапазоне 200–400 Гц и возрастает при  $V_{\text{ov}} = 3 \text{ В}$  примерно в 2 раза за счет увеличения  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ . При постоянной температуре число термогенерированных  $(e-h)/\text{с}$  в ОПЗ будет постоянным и не зависит от величины  $V_{\text{ov}}$ . Для облученных SiPM (рис. 8, б) зависимость при температуре  $-30^\circ\text{C}$  от перенапряжения  $V_{\text{ov}}$  частоты темного счета  $F_{\text{dark}}$  имеет похожий вид на температурную зависимость (см. рис. 7, б) для облученных детекторов, так как в данном случае также определяется эффектом наложений шумовых сигналов как в каждом пикселе, так и между пикселями. В данном случае для облученных SiPM при постоянной температуре число термогенерированных  $(e-h)/\text{с}$  в ОПЗ будет также постоянным и независимым от величины  $V_{\text{ov}}$ . Рост величины  $F_{\text{dark}}$  от  $V_{\text{ov}}$  определяется повышением вероятности образования лавины  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ .

### 3. ВОЗМОЖНО ЛИ ПОВЫСИТЬ РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ SiPM?

В предыдущем разделе было показано, что все главные параметры SiPM и до облучения, и после облучения определяются высокоомным эпитаксиальным слоем кремния (ОПЗ), в котором происходит термогенерация носителей заряда с образованием  $(e-h)$ -пар и затем дрейф-усиление. При этом происходят абсолютно одинаковые процессы образования лавины как от термогенерационных  $(e-h)$ , так и от фото- $(e-h)$ , так как термо- и фото- $(e-h)$ , к сожалению, неразличимы. Самый чувствительный параметр SiPM к радиационным повреждениям — это темновой объемный ток  $I_{v(\Phi)}$  при  $V_{\text{op}} < V_{\text{bd}}$  (до гейгер-режима), который линейно растет с ростом флюенса. Под термином повышение радиационной стойкости SiPM следует подразумевать **наличие следующего эффекта**: с помощью схемотехнических, топологических и технологических операций при разработке и изготовлении прибора новой

версии должна быть достигнута меньшая чувствительность основных параметров данного фотоприемника к радиации по сравнению с предыдущими версиями. Такой положительный эффект для SiPM мог бы быть достигнут только в кремнии, для которого будет ниже концентрация образования электрически активных радиационных дефектов (дефект/нейтрон/см<sup>3</sup>). Энергетические уровни электрически активных радиационных дефектов расположены внутри запрещенной зоны кремния ( $E_g = 1,12$  эВ/300 К). Физически это означало бы получение кремния, в котором происходит пассивация (залечивание) радиационных дефектов специальными примесями или радиационными дефектами, т. е. глубокие центры становились бы электрически неактивными [6, 7] или «мелкими» — с низкой энергией ионизации, не дающими вклад в термогенерационный ток. К сожалению, такого кремния пока не удалось вырастить и вряд ли удастся это сделать, с учетом того, что процессы планарной технологии изготовления детекторов проводятся при высокой температуре (700–1200 °С) и практически невозможно сохранить заранее введенные примеси в объеме кремниевого детектора при технологическом процессе его изготовления. При подготовке экспериментов на LHC ЦЕРН, начиная с 1980-х гг., в мире проводились интенсивные исследования радиационной стойкости кремниевых детекторов и самого кремния, выращенного разными методами с разным типом кристаллографии и разного типа проводимости. Были исследованы все типы выращиваемых кристаллов кремния: Si-Чохральского (CZ-Si), Si-Чохральского + магнитное поле (MCZ-Si), Si-методом плавающей зоны (FZ-Si), Si-методом плавающей зоны с повышенным содержанием кислорода (FZ(O)Si), Si-эпитаксиальный (Epi-Si). Самые детальные исследования различных типов монокристаллического кремния были проведены в ЦЕРН [4, 5] в рамках RD-48 (Rose Collaboration), и был дан ответ, что радиационная стойкость (токовая константа повреждений  $\alpha_I$ ) для всех типов кремния одинакова. С точки зрения радиационных повреждений самого полупроводникового материала кремния можно ответить, что повысить радиационную стойкость кремния *невозможно!* Был установлен единственный положительный эффект для кислородного (FZ(O)Si) кремния *n*-типа проводимости — замедление темпа изменения величины удельного сопротивления от величины флюенса и сдвиг точки инверсии типа проводимости в область больших значений флюенса. Но этот эффект не является самым главным и определяющим основные параметры (эффективность сбора заряда, шум, мощность рассеяния) для радиационно-поврежденных детекторов. Таким образом, можно сделать вывод, что радиационную стойкость SiPM невозможно увеличить, так как токовая константа повреждений  $\alpha_I$  не зависит от типа технологии выращивания кремниевых кристаллов (CZ-Si, CZM-Si, FZ-Si, FZ(O)-Si, Epi-Si). При практическом применении SiPM в высоких радиационных полях самыми эффективными методами, снижающими вклад отрицательных эффектов от радиационных повреждений, являются: понижение ра-



бочей температуры для снижения объемного термогенерационного тока, создание хорошего теплового контакта кристалла с корпусом для стабильной температуры кристалла (утонение кремниевого кристалла SiPM, выбор материала корпуса), применение SiPM с низкой величиной  $V_{bd}$  для снижения мощности рассеяния на кристалле, быстрая электроника съема сигналов ( $t_s < 25$  нс). Также можно уменьшить проблемы большого тока (мощности) в рабочей точке для облученных SiPM, правильно выбрав оптимальную для конкретного применения топологию (площадь и количество пикселей) с учетом динамического диапазона измеряемых сигналов и величины усиления.

Для двух одинаково облученных SiPM (010C и 015C) с равной площадью и равным объемом ОПЗ, но разным числом пикселей в режиме усиления будет соблюдаться следующее правило — чем больше у фотоприемника число пикселей (меньше площадь пикселя), тем больше будет значение тока при равном значении усиления  $M$ , рис. 9, а. Это связано с тем, что для двух SiPM с равными объемами ОПЗ в процессе термогенерации при одинаковом количестве радиационных дефектов образуется равное число электронно-дырочных пар. Термогенерированные носители заряда будут эффективнее усиливаться (гейгер-режим) в том SiPM, где больше число пикселей. При одинаковом усилении  $M = \text{const}$  для данного SiPM будет больше величина  $V_{ov}(M = V_{ov} C_{\text{pixel}})$  и ниже занятость (occupancy) пикселей, следовательно, больше вероятность образования гейгер-разряда  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ . Поэтому SiPM типа 1325CS с большей площадью пикселя  $25 \times 25$  мкм имеет преимущество только в тех случаях применения, где требуется большая величина усиления  $M$ . И наоборот, для двух одинаково облученных SiPM (010C и 015C) с равной площадью и равным объемом ОПЗ, но с разным числом пикселей (рис. 9, б) в режиме усиления при одинаковой величине  $V_{ov}$  ток будет больше для 015C, у которого меньше число пикселей, следовательно, больше усиление. Токи для SiPM типа 1325CS и 015C отличаются примерно в 1,69 раза из-за разного объема ОПЗ (отношение площадей  $1,69 \text{ мм}^2/1 \text{ мм}^2$ ) при одинаковых  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ . Зависимость темнового тока от  $V_{ov}$  для SiPM типа 015C после облучения при четырех разных флюенсах приведена на рис. 9, в и имеет повторяемый характер зависимости (без резких скачков). Конечно, применяя SiPM в экспериментах с высокими радиационными полями, необходимо учитывать также другие важные параметры, кроме темнового объемного тока, линейно растущего от флюенса при  $V_{op} < V_{bd}$ . Например, стремясь к понижению темнового тока при фиксированной температуре и понижая величину  $V_{ov}$ , можно потерять в величине PDE (эффективность детектирования) и в соотношении сигнал/шум. Увеличивая плотность числа пикселей/мм<sup>2</sup> (динамический диапазон), теряем в величине геометрической эффективности (feel factor) и в усилении  $M$  при фиксированном  $V_{ov}$ . Для задач регистрации оптических сигналов малой амплитуды ( $< 100$  фотонов/SiPM) предпочтительнее фотоприем-

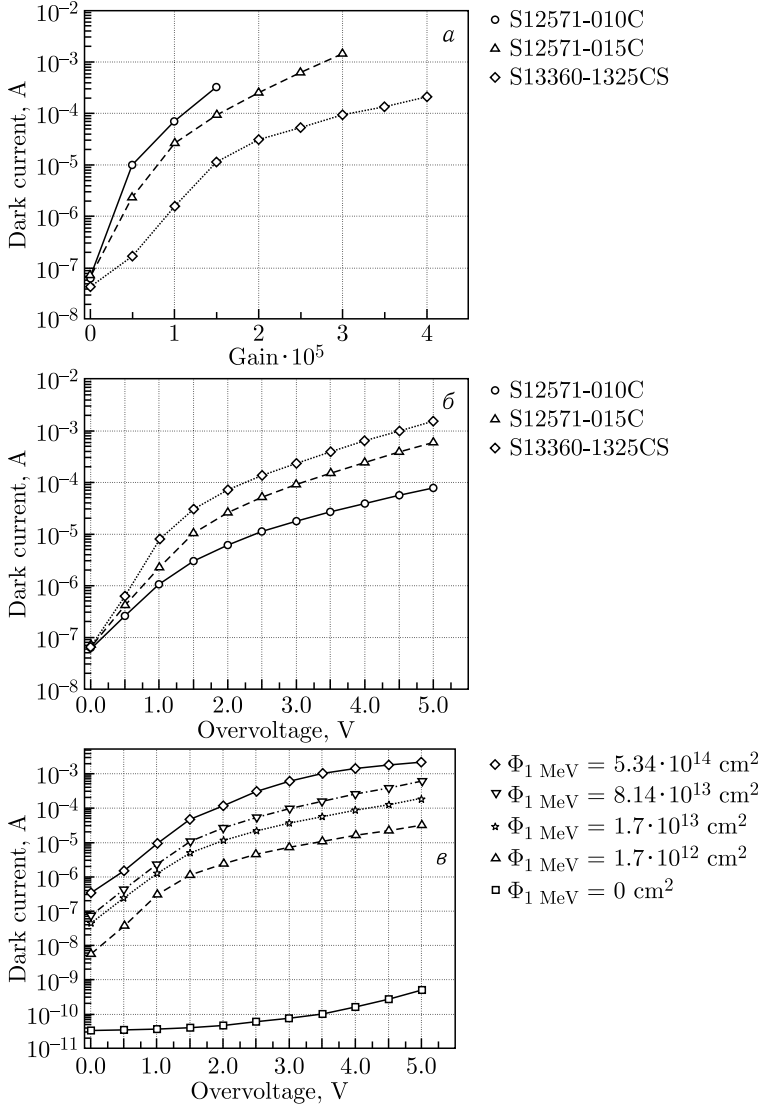


Рис. 9. Зависимость величины темновых токов при  $t = -21,5^\circ\text{C}$ : а) от величины усиления для трех типов SiPM (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) после облучения  $\Phi_{1 \text{ MeV}} = 8,14 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ; б) от величины перенапряжения  $V_{\text{ov}}$  для трех типов SiPM (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) после облучения  $\Phi_{1 \text{ MeV}} = 8,14 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ; в) от величины перенапряжения  $V_{\text{ov}}$  для SiPM типа S12571-015C после облучения при четырех значениях  $\Phi_{\text{эвб}}$

ники с более высоким  $M$  (больше размеры пикселя и меньшее число пикселей/мм<sup>2</sup>). Также следует заметить, что для повреждаемых радиацией SiPM невозможно сохранить временное разрешение  $\sigma_t$  из-за роста величины шума  $\sigma_t = \sigma_A : (dA/dt)$ , где  $\sigma_A$  — амплитудное разрешение (шум),  $dA/dt$  — крутизна фронта сигнала. Основным выводом по результатам исследований облученных SiPM можно сформулировать в следующем виде: *так как невозможно повысить радиационную стойкость кремниевых фотоприемников, необходимо научиться корректно работать с повреждаемыми радиацией SiPM. Для этого надо сохранить приемлемые параметры радиационно повреждаемых SiPM в условиях конкретного эксперимента (длительность работы и максимальный флюенс).*

К основным техническим решениям для применения SiPM в высоких радиационных полях ( $\Phi_{\text{экр}} > 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) относятся следующие: применение SiPM с минимальной площадью (объемом), понижение рабочей температуры ( $-30^\circ\text{C}$ ), быстрая электроника ( $t_s < 25$  нс), возможность измерения  $V_{\text{bd}}$  в ходе набора данных с целью коррекции  $V_{\text{op}}$  для соблюдения условия  $V_{\text{ov}} = V_{\text{op}} - V_{\text{bd}} = \text{const}$ , выбор типа SiPM с низким значением  $V_{\text{bd}}$  (меньше рассеиваемая мощность), оптимальная топология SiPM (чувствительная площадь SiPM и размер пикселей), работа с низкими значениями  $V_{\text{ov}}$  (для снижения  $I_d$ ). Необходимо помнить, что при увеличении чувствительной площади ( $S_a$ ) фотоприемника при фиксированной толщине эпитаксиального слоя объемный ток  $I_v$  и частота темного счета ( $F_{\text{dark}}$ ) пропорциональны  $S_a$ . В реальных условиях экспериментов (калориметры/физика высоких энергий) SiPM располагаются в разных точках пространства, с разными уровнями радиации, и при достижении эквивалентного (1 МэВ/Si) флюенса выше  $\Phi_{\text{экр}} = 10^{12}$  см<sup>-2</sup> необходимо будет делать коррекцию  $V_{\text{op}}$ , так как увеличение  $V_{\text{bd}}$  становится значительным: 12–20 мВ/10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>. В такой ситуации можно получать информацию о SiPM только по каналу электроники регистрации в виде шума или рабочих (тестовых) сигналов. Возможность измерения меняющегося напряжения пробоя  $V_{\text{bd}}$  по положению шумовых пиков (1pix, 2pix) исчезает уже при малых флюенсах ( $< 10^{10}$  см<sup>-2</sup>), также в реальной многоканальной установке вряд ли будет возможность измерения ВАХ в каждом SiPM и определения величины  $V_{\text{bd}}$ . Реальным остается только один вариант дистанционного измерения  $V_{\text{bd}}$  по зависимости частоты шума ( $F_{\text{dark}}$ ) от напряжения  $V_{\text{op}}$ , для этого не требуется дополнительной аппаратуры. Этот метод мы применяем для определения  $V_{\text{bd}}$  облученных SiPM [11]. На рис. 10 представлены зависимости частоты темного счета  $F_{\text{dark}}$  (Dark Count Rate — DCR) от напряжения  $V_{\text{op}}$ , напряжение пробоя  $V_{\text{bd}}$  определялось экстраполяцией линейной части  $\log(\text{DCR}(V_{\text{bias}}))$  до пересечения со значением  $F_{\text{dark}} = 1$  Гц. В табл. 1 приведены экспериментальные результаты двух методов определения  $V_{\text{bd}}$ : производная ( $I-V$ ) и темновой счет (DCR).

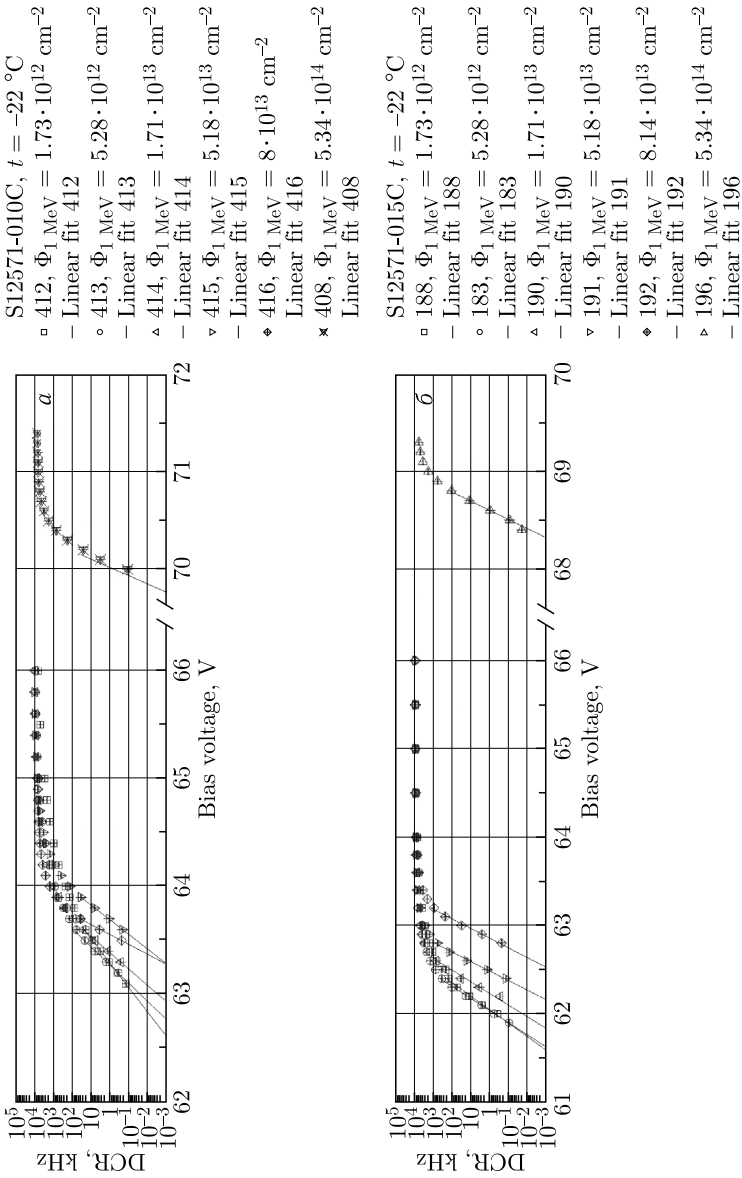


Рис. 10. Зависимость частоты темнового счета (DCR) и напряжения пробоя  $V_{\text{бв}}$  облученных SiPM от напряжения  $V_{\text{ор}}$ : а) 010С; б) 015С; температура измерений  $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$

Таблица 1. Экспериментальные результаты определения напряжения пробоя при  $t = -22^\circ\text{C}$  двумя методами:  $(I-V)$  и DCR

Метод	$\Phi_{1 \text{ МэВ}}, \text{CM}^{-2}$									
	0	$1,73 \cdot 10^{12}$	$5,28 \cdot 10^{12}$	$1,71 \cdot 10^{13}$	$5,18 \cdot 10^{13}$	$8,14 \cdot 10^{13}$	$5,34 \cdot 10^{14}$			
010С: $V_{\text{bd}}^{I-V}$ , В	63,69	$62,61 \pm 0,17$	$62,65 \pm 0,15$	$62,97 \pm 0,09$	$63,35 \pm 0,05$	$63,53 \pm 0,06$	$69,91 \pm 0,08$			
010С: $V_{\text{bd}}^{\text{DCR}}$ , В	62,64	$62,54 \pm 0,55$	$62,65 \pm 0,55$	$62,84 \pm 0,48$	$63,27 \pm 0,63$	$63,47 \pm 0,61$	$69,77 \pm 0,63$			
010С: $V_{\text{bd}}^{\text{pix}}$ , В	62,15	—	—	—	—	—	—			
015С: $V_{\text{bd}}^{I-V}$ , В	61,99	$61,62 \pm 0,03$	$61,81 \pm 0,05$	$62,08 \pm 0,03$	$62,41 \pm 0,16$	$62,56 \pm 0,08$	$68,45 \pm 0,17$			
015С: $V_{\text{bd}}^{\text{DCR}}$ , В	61,74	$61,59 \pm 0,66$	$61,62 \pm 0,45$	$61,83 \pm 0,48$	$62,16 \pm 0,47$	$62,53 \pm 0,48$	$68,32 \pm 0,46$			
015С: $V_{\text{bd}}^{\text{pix}}$ , В	61,42	—	—	—	—	—	—			

#### 4. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕОБЛУЧЕННЫХ И ОБЛУЧЕННЫХ SiPM S12571-010С, S12571-015С, S13360-1325СS (НАМАМАТСУ) С РАЗМЕРАМИ ПИКСЕЛЕЙ 10, 15, 25 МКМ СООТВЕТСТВЕННО

В табл. 2 представлены основные параметры трех типов SiPM до и после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . На рис. 11 приведены измеренные ВАХ необлученных (рис. а) и облученных (рис. б) фотодетекторов. Полный ток SiPM при  $V_{\text{op}} < V_{\text{bd}}$  (без усиления) состоит из объемной и поверхностной составляющих:  $I_d = I_v + I_s$ . При одинаковом уровне технологии для всех трех типов необлученных (рис. 11, а) SiPM значения токов при напряжении полного обеднения различаются менее чем в 2 раза:  $I_d(V_{\text{fd}}) \sim (68,3-132) \cdot 10^{-12} \text{ А}$ . Величину объемного термогенерационного тока  $I_v(V_{\text{fd}})$  можно оценить для необлученных SiPM из частоты темнового счета  $F_{\text{dark}}$ , измеренной в режиме усиления. Минимальную частоту  $F_{\text{dark}}$  имеет SiPM типа 1325CS, хотя у этого прибора активная площадь (следовательно, и объем) в 1,69 раза больше, чем у двух других: 015С и 010С. Толщины эпитаксиальных слоев рассчитаны из формулы (1) в предположении, что активная площадь (ОПЗ) SiPM соответствует паспортным данным:  $1 \text{ мм}^2$  для 015С, 010С и  $1,69 \text{ мм}^2$  для 1325CS.

На рис. 11, б изображены ВАХ трех типов SiPM после облучения одинаковым флюенсом  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Можно заметить, что общий вид трех графиков отличается от рис. 11, а для необлученных SiPM. В области напряжений ниже полного обеднения токи для 010С и 015С практически совпадают и есть заметное отличие в величине темновых токов при напряжении полного обеднения для SiPM типа 1325CS. Измеренные ВАХ показывают суммарные токи  $I_d = I_{v(\Phi)} + I_s$  облученных SiPM, где для 1325CS за счет большего в 1,69 раза объема ОПЗ будет больше объемный ток  $I_{v(\Phi)}$ , создаваемый радиационными дефектами из формулы (6). Так, полный ток при  $V_{\text{fd}} = 22 \text{ В}$  для облученных SiPM типа 010С и 015С равен 127 и 91,3 нА, а объемная часть тока  $I_{v(\Phi)}$  за счет радиационных повреждений 80,4 и 74,2 нА соответственно. Ток при  $V_{\text{fd}} = 35,9 \text{ В}$  для облученного 1325CS равен  $I_d = 214 \text{ нА}$ , а объемная часть тока  $I_{v(\Phi)}$  за счет радиационных повреждений — 129 нА. В области выше напряжения полного обеднения, но меньше напряжения пробоя токи становятся разными для каждого типа SiPM, при этом видна такая закономерность, что ток больше для приборов с большими размерами пикселя. Рост тока от увеличения напряжения в области  $V_{\text{op}} < V_{\text{bd}}$  происходит за счет усиления в линейном (пропорциональном) режиме, в этой области напряжений происходит также усиление и оптических сигналов от лазера.

На рис. 12, а представлены ВФХ для трех типов необлученных SiPM, фотоприемники S12571-010С и S12571-015С имеют практически одина-

Таблица 2. Основные параметры трех типов SiPM до и после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ 

Параметр	Тип SiPM					
	010C		015C		1325CS	
	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$
$V_{\text{bd}}^{I-V}$ , В (+21,5 °C)	66,33 ± 0,23	72,41 ± 0,23	65,17 ± 0,20	71,45 ± 0,19	51,46 ± 0,04	57,85 ± 0,04
$N_{\text{pixel}}$	10000		4489		2668	
Feel factor, %	33		53		47	
$S_A$ , мм <sup>2</sup>	1		1		1,69	
$F_{\text{dark}}$ , кГц (+25 °C)	127,0 ± 6,35 ( $V_{\text{ov}} = 4,5 \text{ В}$ )	Нет измерений	111,0 ± 5,55 ( $V_{\text{ov}} = 4,5 \text{ В}$ )	Нет измерений	104,0 ± 5,20 ( $V_{\text{ov}} = 5 \text{ В}$ )	Нет измерений
$V_{\text{fd}}$ , В	32,00 ± 0,07	22 ± 0,07	32,01 ± 0,09	22 ± 0,06	46,83 ± 0,63	35,90 ± 0,08
$I_d$ , А ( $V_{\text{op}} = V_{\text{fd}}$ , +21,5 °C)	(8,060 ± 0,1) × × 10 <sup>-11</sup>	(9,477 ± 0,03) × × 10 <sup>-8</sup>	(6,83 ± 0,13) × × 10 <sup>-11</sup>	(9,13 ± 0,03) × × 10 <sup>-8</sup>	(1,3 ± 0,13) × × 10 <sup>-10</sup>	(2,14 ± 0,05) × × 10 <sup>-7</sup>
$I_d$ , А ( $V_{\text{op}} = V_{\text{bd}} + V_{\text{ov}}$ , -21,5 °C)	(1,397 ± 0,102) × × 10 <sup>-10</sup>	(1,28 ± 0,003) × × 10 <sup>-4</sup>	(3,87 ± 0,107) × × 10 <sup>-10</sup>	(5,96 ± 0,014) × × 10 <sup>-4</sup>	(3,229 ± 0,105) × × 10 <sup>-10</sup>	(1,29 ± 0,003) × × 10 <sup>-3</sup>
$I_{\text{v}(\Phi)}$ , А ( $V_{\text{op}} = V_{\text{fd}}$ , +25 °C)	6,8 · 10 <sup>-14</sup> ( $F_{\text{dark}}$ )	8,04 · 10 <sup>-8</sup> ( $I = \alpha_I \Phi_{\text{эпк}} V$ )	5,96 · 10 <sup>-14</sup> ( $F_{\text{dark-k}}$ )	7,42 · 10 <sup>-8</sup> ( $I = \alpha_I \Phi_{\text{эпк}} V$ )	5,8 · 10 <sup>-14</sup> ( $F_{\text{dark}}$ )	1,29 · 10 <sup>-7</sup> ( $I = \alpha_I \Phi_{\text{эпк}} V$ )

Окончание табл. 2

Параметр	Тип SiPM					
	010С		015С		1325СS	
	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	Необлученный	$\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$
$C_{\text{SiPM}}$ , пФ	$35,30 \pm 0,06$		$38,8 \pm 0,09$		$63 \pm 0,39$	
$C_{\text{pixel}}$ , фФ	$3,53 \pm 0,01$		$8,51 \pm 0,02$		$23,50 \pm 0,15$	
$d_{\text{epi-layer}}$ , мкм	$3,01 \pm 0,01$		$2,78 \pm 0,01$		$2,86 \pm 0,01$	
$V$ , мм <sup>3</sup>	$3,01 \cdot 10^{-3}$		$2,78 \cdot 10^{-3}$		$4,83 \cdot 10^{-3}$	
$M = C_{\text{pixel}} \times V_{\text{ov}}$	$8,83 \cdot 10^4$ ( $V_{\text{ov}} = 4 \text{ В}$ )		$2,13 \cdot 10^5$ ( $V_{\text{ov}} = 4 \text{ В}$ )		$7,34 \cdot 10^5$ ( $V_{\text{ov}} = 5 \text{ В}$ )	



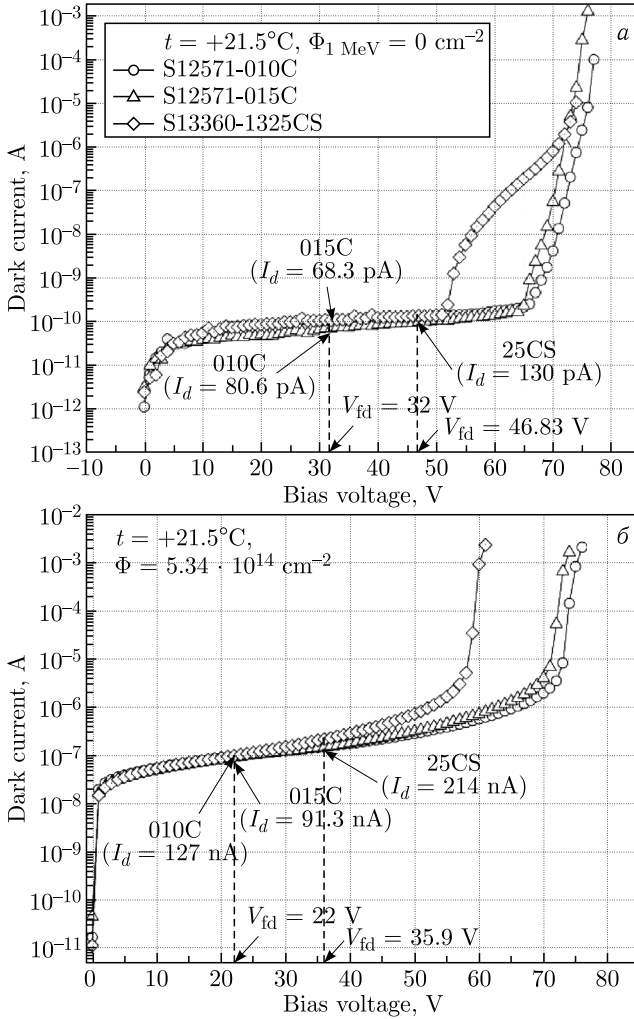


Рис. 11. ВАХ трех типов SiPM до облучения (а) и после облучения (б)  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , измерения при  $+21,5^\circ\text{C}$

ковые технологические параметры — профиль легирования, напряжение полного обеднения, одинаковую активную площадь  $1 \text{ мм}^2$  (паспорт НРК), но величина емкости S12571-015C больше на 7,6%, чем величина емкости S12571-010C. Почему? Разная величина емкости в данном случае может соответствовать двум вариантам: 1) разная толщина эпитаксиальных слоев при одинаковой суммарной площади имплантированных  $p^+$ -контактов пикселей или 2) при одинаковой толщине эпитак-

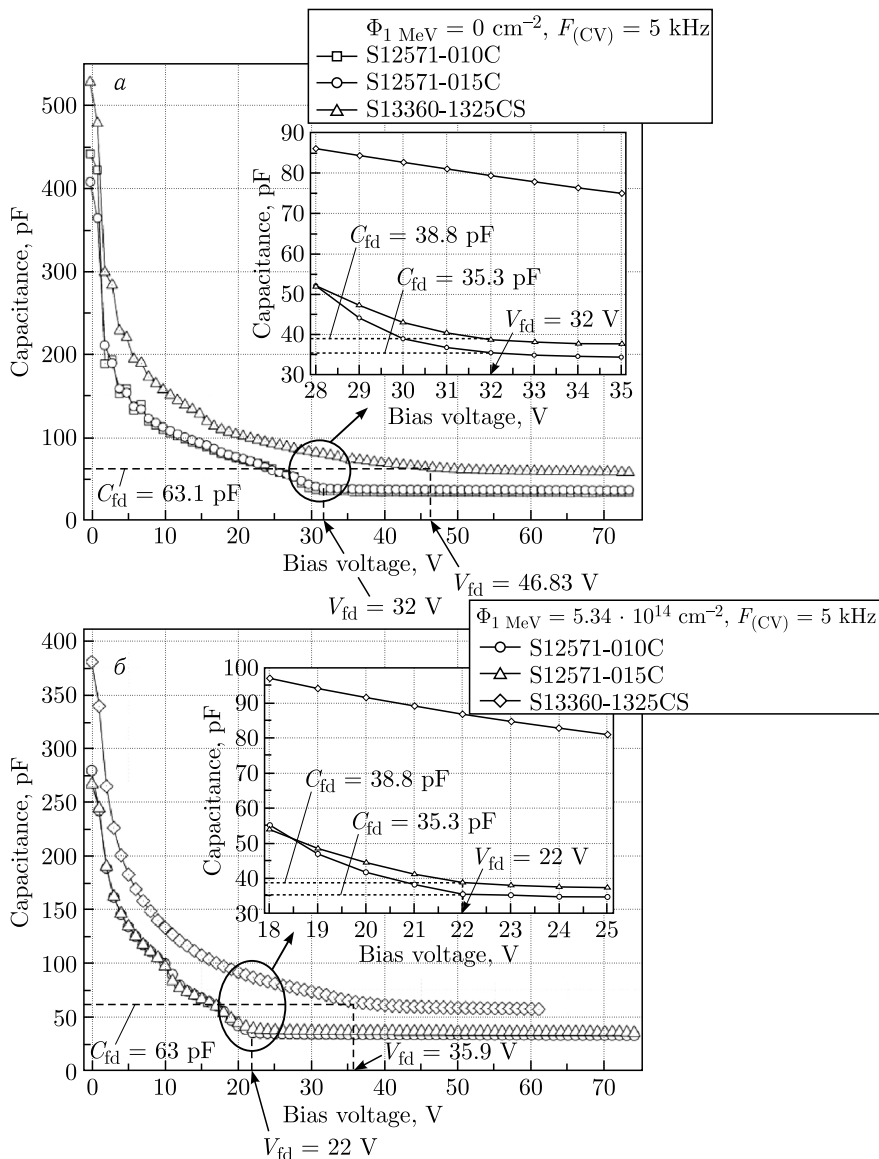


Рис. 12. ВФХ трех типов SiPM,  $t = +21,5^\circ\text{C}$ ,  $F = 5$  кГц: а) до облучения:  $\square$  — 010C:  $V_{fd} = 32$  В,  $C_{fd} = 35,3$  пФ;  $\circ$  — 015C:  $V_{fd} = 32$  В,  $C_{fd} = 38,8$  пФ;  $\triangle$  — 1325CS:  $V_{fd} = 46,83$  В,  $C_{fd} = 63,1$  пФ; б) после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ :  $\circ$  — 010C:  $V_{fd} = 22$  В,  $C_{fd} = 35,3$  пФ;  $\triangle$  — 015C:  $V_{fd} = 22$  В,  $C_{fd} = 38,8$  пФ;  $\diamond$  — 1325CS:  $V_{fd} = 35,9$  В,  $C_{fd} = 63$  пФ

сиальных слоев есть разница в величине площади имплантированных  $p^+$ -контактов пикселей для данных типов SiPM. В варианте 1) при одинаковой величине площади  $p^+$  для фотоприемника типа S12571-015C величина  $d_{\text{epi}}$  должна быть на 7,6% меньше, чем для S12571-010C. Для варианта 2) при одинаковой толщине  $d_{\text{epi}}$  суммарная (все пиксели) площадь имплантации  $p^+$ -контактов должна быть для S12571-015C на 7,6% больше. Данный вариант 2) является более реальным и практичным для объяснения разных величин емкости двух типов SiPM (S12571-010C и S12571-015C) с учетом процессов планарной технологии. ВФХ SiPM типа S13360-1325CS отличается от двух других приборов (010C и 015C): величина емкости полного обеднения больше за счет большей площади ( $1,69 \text{ мм}^2$ ), степень легирования эпитаксиального слоя более высокая, что приводит к большей величине напряжения полного обеднения  $V_{\text{fd}} = 46,83 \text{ В}$ . На рис. 12, б приведены ВФХ после облучения нейтронами  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  для трех типов SiPM. После облучения наблюдается общий эффект изменения ВФХ, выраженный в сдвиге в область меньших значений величины напряжения полного обеднения для всех трех типов фотоприемников примерно на 10 В. Для SiPM типа 1325CS напряжение полного обеднения после облучения равно  $V_{\text{fd}} = 35,9 \text{ В}$  (до облучения  $V_{\text{fd}} = 46,83 \text{ В}$ ), для двух типов SiPM (010C, 015C) после облучения  $V_{\text{fd}} = 22 \text{ В}$  (до облучения  $V_{\text{fd}} = 32 \text{ В}$ ).

На рис. 13 представлены зависимости величины темнового тока от флюенса быстрых нейтронов для трех типов SiPM (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS). Измерения проводились при фиксированной величине перенапряжения  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$  и при температуре  $-21,5^\circ\text{C}$ . Так как для всех трех типов SiPM была фиксирована величина  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$ , измерения тока от флюенса для каждого типа SiPM проводились при постоянных значениях усиления, но разных между собой:  $M_1(010C) < M_2(015C) < M_3(1325CS)$ . Зависимость тока  $I_d$  от флюенса при постоянных параметрах  $t(^\circ\text{C})$ ,  $V_{\text{ov}}$ ,  $M = \text{const}$  близка к линейной зависимости, и отклонение от линейной зависимости объясняется только уменьшением величины  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$  с ростом флюенса. Величину тока  $I_d$  в режиме усиления для облученного SiPM можно записать, учитывая выражение (6), в следующем виде:

$$I_d = I_{v(\Phi)} \varepsilon_{\text{Geiger}} M = (\alpha_I \Phi_{\text{ЭКВ}} V) \varepsilon_{\text{Geiger}} M, \quad (9)$$

где  $I_d$  — ток SiPM;  $I_{v(\Phi)}$  — объемный термогенерационный ток от радиационных дефектов ( $t(^\circ\text{C})$ );  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$  — вероятность образования лавины при  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$ ; усиление  $M = C_{\text{pixel}} V_{\text{ov}} / (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})$ .

Отношение токов  $I_{d(015C)} / I_{d(010C)}$  при одинаковом  $V_{\text{ov}}$  для SiPM с одинаковым объемом  $I_{v(\Phi)(015C)} / I_{v(\Phi)(010C)} = 1$  определяется величиной усиления и вероятностью образования лавины:

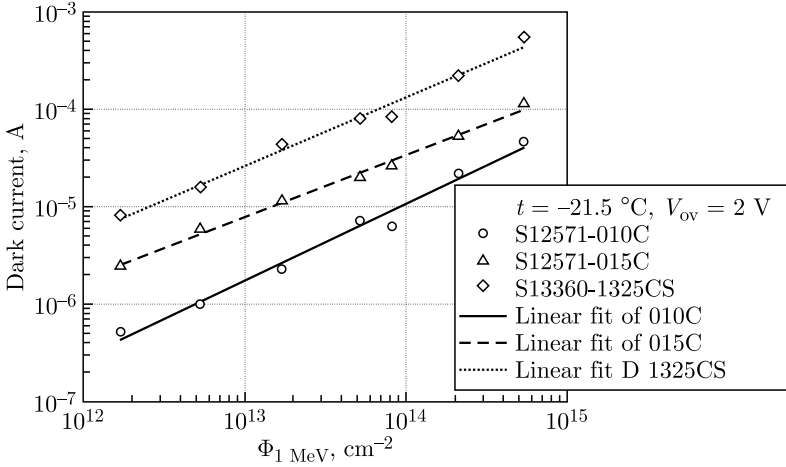


Рис. 13. Зависимость темнового тока ( $I_d$ ) в режиме усиления для трех типов SiPM от флюенса нейтронов,  $t = -21,5^\circ\text{C}$ ,  $V_{ov} = 2\text{ В}$

$$\begin{aligned} \frac{I_d(015\text{C})}{I_d(010\text{C})} &= \frac{I_{v(\Phi)}(015\text{C}) M_2(015\text{C}) \varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})}{I_{v(\Phi)}(010\text{C}) M_1(010\text{C}) \varepsilon_{\text{Geiger}}(010\text{C})} = \\ &= \frac{C_{\text{pixel}}(015\text{C}) \varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})}{C_{\text{pixel}}(010\text{C}) \varepsilon_{\text{Geiger}}(010\text{C})} = \left( \frac{8,51 \text{ фФ}}{3,53 \text{ фФ}} \right) \left( \frac{\varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})}{\varepsilon_{\text{Geiger}}(010\text{C})} \right) = \\ &= 2,42 \left( \frac{\varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})}{\varepsilon_{\text{Geiger}}(010\text{C})} \right) = 2,55. \end{aligned}$$

Для SiPM с разными объемами ОПЗ необходимо учитывать разницу в термогенерационных объемных токах  $I_{v(\Phi)}(1325\text{CS})/I_{v(\Phi)}(015\text{C}) = 1,69$ , отношение токов для 1325CS и 015C (при  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{I_d(1325\text{CS})}{I_d(015\text{C})} &= \left( \frac{23,5 \text{ фФ}}{8,51 \text{ фФ}} \right) \cdot 1,69 \left( \frac{\varepsilon_{\text{Geiger}}(1325\text{CS})}{\varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})} \right) = \\ &= 4,7 \left( \frac{\varepsilon_{\text{Geiger}}(1325\text{CS})}{\varepsilon_{\text{Geiger}}(015\text{C})} \right) = 5,16. \end{aligned}$$

На рис. 14, а приведены температурные зависимости темнового тока  $I_d$  при напряжении  $V_{fd}$  необлученных SiPM трех типов, которые определяются в основном температурной зависимостью поверхностной компоненты  $I_s$ , так как объемная компонента  $I_v$  для необлученных фотоприемников мала. На рис. 14, б приведены температурные зависимости темнового тока  $I_d$  при напряжении  $V_{fd}$  сильно облученных SiPM ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ), которые определяются в основном температурной зависимостью объемной компоненты  $I_v$ , так как объемная компонента

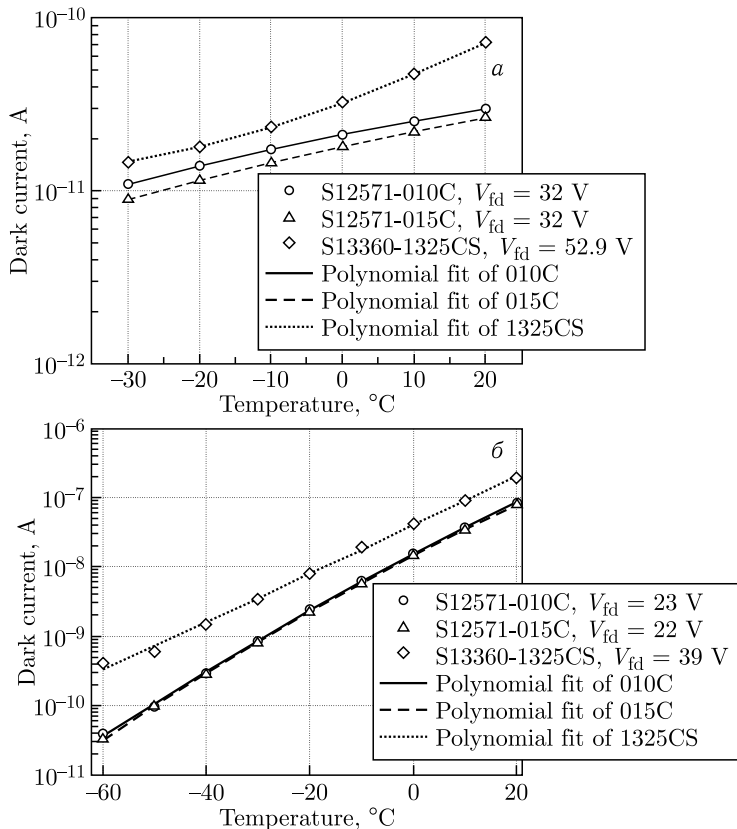


Рис. 14. Зависимость темного тока ( $I_d = I_v + I_s$ ) в режиме без усиления при напряжении полного обеднения  $V_{fd}$  от температуры для SiPM трех типов: а) необлученных и б) облученных  $\Phi_{\text{эKB}} = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

для облученных SiPM становится больше поверхностной. Зависимость  $I_{v(\Phi)}$  от температуры должна быть экспоненциальная с удвоением объемной компоненты на каждые  $7,6^\circ\text{C}$ , зависимость от температуры тока  $I_d$  при  $V_{fd}$  для облученных детекторов будет определяться объемной компонентой  $I_{v(\Phi)}$ . Поверхностная компонента  $I_s$  может иметь разную зависимость от температуры индивидуально для каждого типа прибора.

## 5. ЭФФЕКТ РАЗОГРЕВА РАДИАЦИОННО ПОВРЕЖДЕННЫХ SiPM

При использовании кремниевых фотоумножителей в экспериментальных установках важным параметром является долговременная стабильность рабочего режима прибора при фиксированных температуре

и напряжении. Измерения долговременной стабильности сильно облученных ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) SiPM при  $t = -30,6^\circ\text{C}$  проводились следующим образом (рис. 15, 16): в течение 3 с напряжение поднималось с 0 В до рабочего значения  $V_{\text{op}} = V_{\text{bd}} + 3 \text{ В}$  (для S12571-010C #408

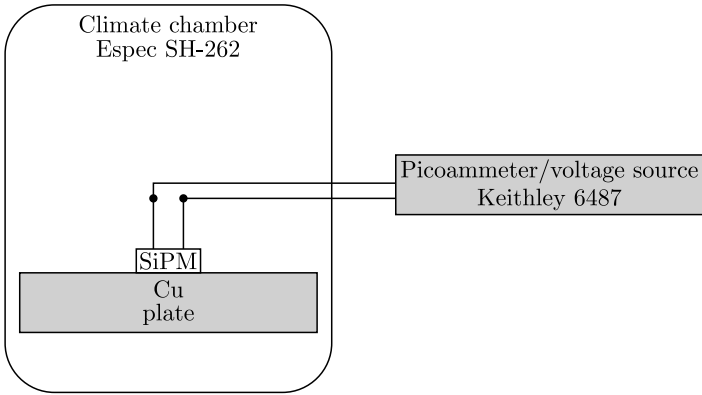


Рис. 15. Блок-схема температурных измерений

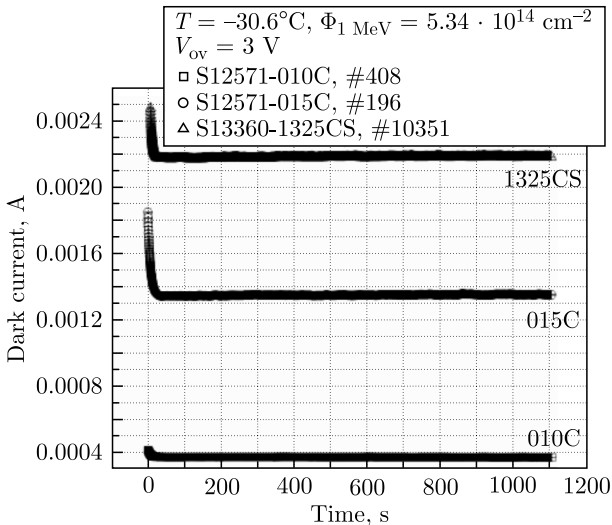


Рис. 16. Зависимость при  $t = -30,6^\circ\text{C}$  темного тока SiPM от времени в области усиления для трех типов облученных ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) фотоприемников (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) при одинаковой величине перенапряжения  $V_{\text{ov}} = 3 \text{ В}$ , но при разных значениях  $V_{\text{op}}$ : 73,1, 71,9, 59,1 В соответственно

$V_{op} = 73,1$  В; для S12571-015C #196  $V_{op} = 71,9$  В; для S13360-1325CS #10351  $V_{op} = 59,1$  В), после чего проводились измерения темнового тока SiPM в течение 20 мин при  $V_{op} = const$ . Из графиков видно, что для сильно облученных SiPM при  $V_{op} = const$  наблюдается в течение некоторого времени уменьшение темнового тока после подъема рабочего напряжения. Этот эффект можно объяснить ростом температуры кристалла (разогрев), который приводит к увеличению значения напряжения пробоя  $V_{bd}$  и уменьшению величины перенапряжения  $V_{ov}(M)$  и темнового тока соответственно. Время, за которое происходит спад темнового тока до некоторого постоянного значения, для каждого типа SiPM составляет примерно 30 с. Казалось бы, в данной ситуации можно было подождать несколько минут после подъема  $V_{op}$  и продолжать спокойно работу, считая режим установившимся. Но такое допущение неверно, потому что при наличии участка экспоненциального спада тока SiPM после установки  $V_{op}$  происходит повышение температуры кристалла (разогрев), при этом рассеиваемая мощность на кристалле с некоторой постоянной времени снижается и приходит в тепловое равновесие. Проблема такого эффекта состоит в том, что при фиксированной температуре окружающей среды, при фиксированном  $V_{op}$  мы не знаем изменившиеся важные параметры кристалла SiPM:  $t$  ( $^{\circ}C$ ),  $V_{bd}$ ,  $V_{ov}$ ,  $M$ .

В данной работе исследовались SiPM серий S12571 и S13360, где кремниевый кристалл фиксирован в керамическом (пластмассовом) корпусе, две контактные площадки соединяются с помощью ультразвуковой сварки Al-проволочками  $\varnothing 20-30$  мкм с металлическими выводами, чувствительная для света поверхность вместе с разваренными контактами залита слоем оптически прозрачного silicone resin (рис. 17). Перечисленные материалы, включая сам кремниевый кристалл, имеют низкие коэффициенты теплопроводности  $\lambda_{silicone\ resin} \approx 0,156$  Вт  $\cdot$  м $^{-1}$   $\times$  К $^{-1}$ , Si  $\approx 1,4$  Вт  $\cdot$  м $^{-1}$   $\cdot$  К $^{-1}$  при комнатной температуре, что приводит к нагреванию кристалла (упрощенная тепловая схема температурных измерений приведена на рис. 18). Таким образом, при работе с SiPM в высоких радиационных полях необходимо учитывать рост рассеиваемой мощности на кристалле, который приводит к росту значения напряжения пробоя (при постоянном рабочем напряжении на SiPM) и, как следствие, к уменьшению коэффициента усиления. Величину плотности рассеиваемой мощности можно записать в следующем виде:

$$P_{diss} = \frac{I_{dark} V_{op}}{V_{SiPM}}, \quad (10)$$

где  $P_{diss}$ , Вт/мм $^3$  — плотность выделяемой мощности на кристалле SiPM;  $I_{dark}$ , А — темновой ток SiPM;  $V_{op}$ , В — рабочее напряжение;  $V_{SiPM}$ , мм $^3$  — объем эпитаксиального слоя (ОПЗ) SiPM.

В табл. 3 представлены результаты измерений плотности рассеиваемой мощности для SiPM трех типов: S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS (НАМАМАТСУ) до и после облучения ( $\Phi_2 = 5,34 \times$

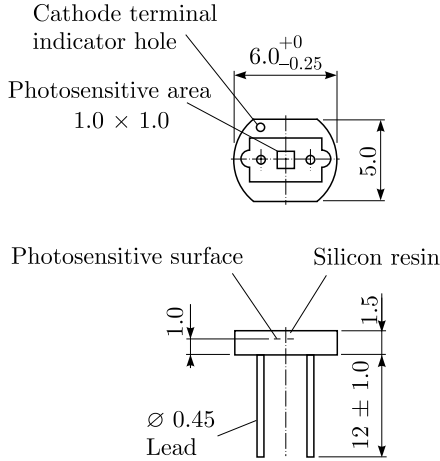


Рис. 17. Размеры и сечение SiPM S12571-010C, S12571-015C

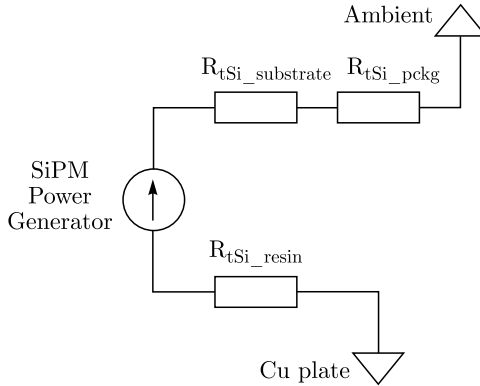


Рис. 18. Упрощенная тепловая схема температурных измерений:  $R_{tSi\_substrate}$  — тепловое сопротивление кремниевой подложки;  $R_{tSi\_pckg}$  — тепловое сопротивление пластмассового корпуса прибора;  $R_{tSi\_resin}$  — тепловое сопротивление silicone resin

$\times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) при температуре измерений  $+23,8^\circ\text{C}$  (до облучения) и при  $-30,6^\circ\text{C}$  (после облучения),  $V_{ov} = 3 \text{ В}$ .  $I_{\text{dark bef}}$  — темновой ток SiPM до облучения,  $I_{\text{dark aft}}$  — темновой ток SiPM после облучения,  $P_{\text{diss bef}}$  — плотность рассеиваемой мощности SiPM до облучения,  $P_{\text{diss aft}}$  — плотность рассеиваемой мощности SiPM после облучения.



Таблица 3. Плотность рассеиваемой мощности трех типов SiPM до и после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ 

Тип SiPM	$V_{\text{scr}}, \text{мм}^3$	$I_{\text{dark bef}}, \text{А}$ ( $V_{\text{ov}} = 3 \text{ В}, +23,8^\circ \text{С}$ )	$I_{\text{dark aft}}, \text{А}$ ( $V_{\text{ov}} = 3 \text{ В}, -30,6^\circ \text{С}$ )	$P_{\text{diss bef}}, \text{Вт/мм}^3$ ( $+23,8^\circ \text{С}$ )	$P_{\text{diss aft}}, \text{Вт/мм}^3$ ( $-30,6^\circ \text{С}$ )
S12571-010С	$3,01 \cdot 10^{-3}$	$(4,433 \pm 0,107) \times 10^{-9}$	$(5,263 \pm 0,006) \times 10^{-4}$	$(1,03 \pm 0,03) \times 10^{-4}$	$12,79 \pm 0,02$
S12571-015С	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$(1,022 \pm 0,012) \times 10^{-8}$	$(1,430 \pm 0,001) \times 10^{-3}$	$(2,52 \pm 0,03) \times 10^{-4}$	$36,96 \pm 0,02$
S13360-1325СS	$4,83 \cdot 10^{-3}$	$(1,065 \pm 0,012) \times 10^{-8}$	$(2,475 \pm 0,004) \times 10^{-3}$	$(1,22 \pm 0,02) \times 10^{-4}$	$30,30 \pm 0,05$

Из результатов измерений видно, что плотность рассеиваемой мощности для облученных ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) SiPM при  $t = -30,6^\circ\text{C}$  и  $V_{ov} = 3 \text{ В}$  на 5 порядков больше, чем у необлученных при  $t = +25^\circ\text{C}$ .

Для подтверждения тепловой природы данного эффекта (того, что это не переходной электрический процесс) были измерены ВАХ (рис. 19) необлученного SiPM (#410) типа S12571-010C при засветке от постоянного источника света. Фототок в области усиления должен быть больше  $10^{-5} \text{ А}$  для того, чтобы на кристалле необлученного фотоприемника при температуре измерений  $+20^\circ\text{C}$  рассеиваемая мощность была сравнима с мощностью на облученных SiPM. Эффект разогрева необлученного фотоприемника подтвердился в результате измерений (рис. 20). При постоянном уровне засветки SiPM (#410) в диапазоне напряжения  $V_{op} = V_{bd} + 8 \text{ В}$  проводились измерения по следующему алгоритму: напряжение в течение 3 с поднимается от 0 до  $V_{op} = V_{bd} + 1,15 \text{ В} = 67,0 \text{ В}$ , затем проводится измерение темнового тока SiPM в течение 60 с при постоянном напряжении. После чего напряжение в течение 0,3 с увеличивается на 1 В, и измерение тока SiPM при фиксированном напряжении повторяется. Данный алгоритм повторялся для всех точек напряжения в заданном диапазоне. Результаты эксперимента представлены на рис. 20. Для необлученного SiPM при температуре  $+20^\circ\text{C}$ , величине перенапряжения  $V_{ov} > 2 \text{ В}$  и мощности рассеяния на кристалле  $P > 20 \text{ мВт}$  появляется также экспоненциальный участок фототока во времени после установки  $V_{op}$  (амплитудный спад до 9% от пикового значения амплитуды). Подобное поведение фототока необлученного SiPM, имити-

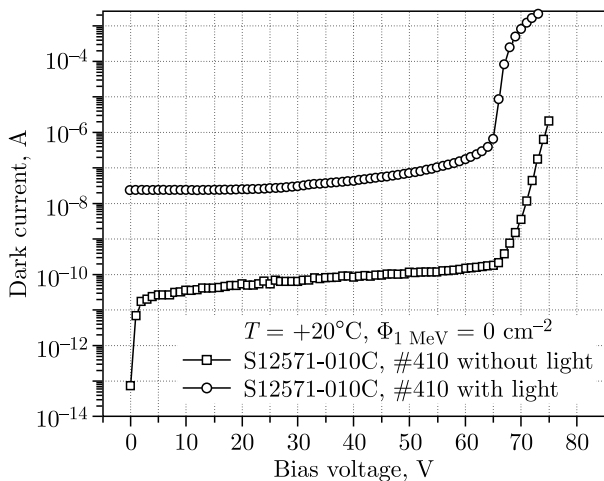


Рис. 19. Вольт-амперные характеристики необлученного SiPM 12571-010C при использовании источника постоянного света ( $V_{bd} = 65,85 \text{ В}$ ) и без него ( $V_{bd} = 64,76 \text{ В}$ ) при  $t = +20^\circ\text{C}$

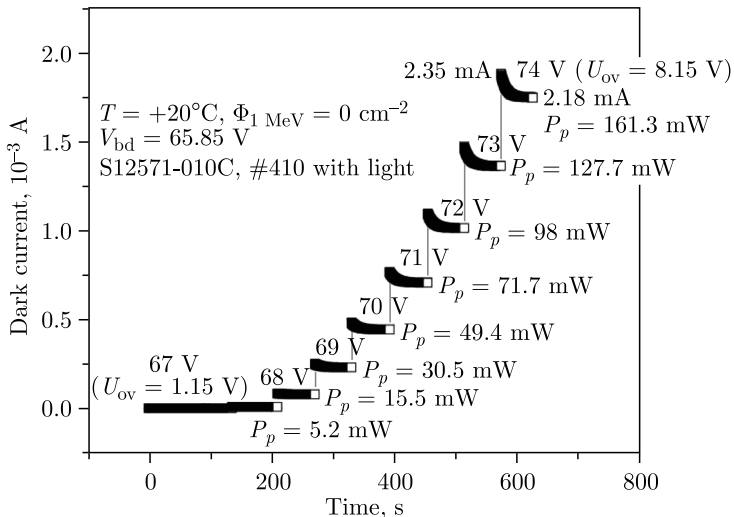


Рис. 20. Зависимость фототока от времени в области усиления для необлученного SiPM S12571-010C при изменении напряжения на детекторе с шагом 1 В и временем выдержки постоянной величины  $V_{op}$ , равной 60 с,  $t = +20^\circ\text{C}$

рующего темновой ток радиационно поврежденных SiPM, подтверждает, что этот эффект возникает из-за разогрева кристалла фотоприемника. После включения  $V_{op} = \text{const}$  и повышения температуры кристалла SiPM при постоянной температуре окружающей среды включается внутренняя отрицательная обратная связь, предотвращающая тепловое разрушение прибора в следующей последовательности: 1) тепловая мощность на SiPM превысила отводимую, 2) температура кристалла повысилась, 3) напряжение пробоя  $V_{bd}$  возросло, 4) перенапряжение  $V_{ov} = (V_{op} - V_{bd})$  снизилось, 5) усиление ( $M$ ) снизилось, 6) ток уменьшился, 7) мощность рассеяния снизилась, 8) установилось тепловое равновесие.

Результаты измерений облученных ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) SiPM трех типов по такому же алгоритму приведены на рис. 21.

Эффект разогрева после  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (см. рис. 21) наступает для кристаллов данной конструкции корпуса при величине рассеиваемой мощности больше  $20 \text{ мВт/мм}^2$  при  $t = -30^\circ\text{C}$ . Важно отметить, что для SiPM, облученных большей величиной флюенса, разогрев наступает при меньшем значении  $V_{ov}$ . Эффект роста рассеиваемой мощности на SiPM с увеличением флюенса  $\Phi_{экр}$  при одинаковой величине  $V_{ov}$  с учетом  $P = I_d \cdot V_{op}$  объясняется следующими причинами:

— темновой ток  $I_d$  больше при одинаковых значениях  $V_{ov}$  (одинаковое усиление  $M$ ) для образца ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) по сравнению с менее поврежденными нейтронами образцами (больше добавка термогенерационного тока от радиационных повреждений  $\Delta I \sim \Phi_{экр}$ );

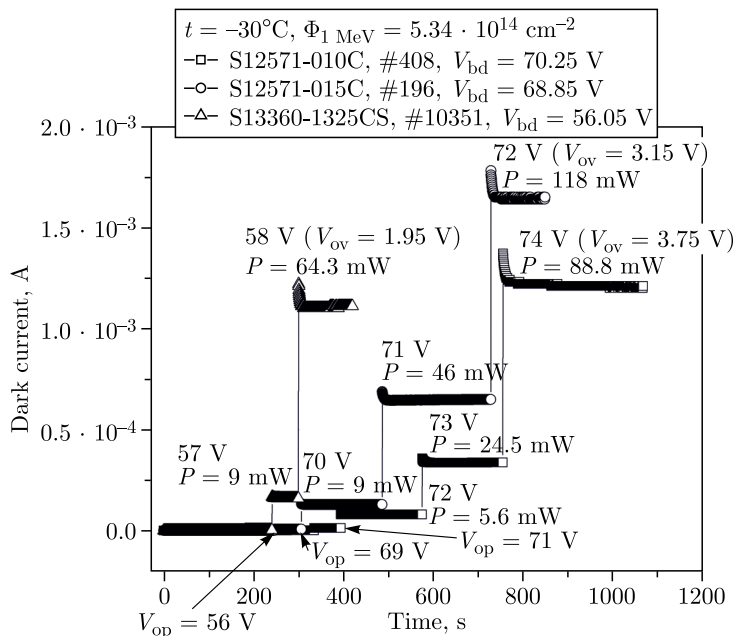


Рис. 21. Зависимость темного тока от времени в области усиления для сильно облученных SiPM: 010C, 015C, 1325CS,  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , при изменении напряжения на детекторе с шагом 1 В и временем выдержки постоянной величины  $V_{op}$  не менее 60 с,  $t = -30^{\circ}\text{C}$

— рабочее напряжение  $V_{op}$  будет выше для выполнения условия  $V_{ov} = \text{const} = V_{op} - V_{bd}$  за счет увеличения  $V_{bd}$  с ростом флюенса.

При наличии эффекта разогрева для облученных SiPM должен быть эффект гистерезиса при измерении ВАХ в режиме подъем/спад  $V_{op}$  после выдержки во времени (100–300 с)  $V_{op(\text{max})} = \text{const}$ . На некотором участке ВАХ будет наблюдаться зависимость величины  $I_d$  при одинаковом значении  $V_{op}$  от знака производной изменения напряжения (увеличение или уменьшение  $V_{op}$ ). Эффект гистерезиса был измерен для облученных SiPM 010C ( $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) при  $t = -30^{\circ}\text{C}$ , результаты представлены на рис. 22. В области усиления  $V_{op} > V_{bd}$  измеряется вольт-амперная характеристика с шагом +0,1 В — рост  $V_{op}$  до  $V_{op} = 75 \text{ V}$  и задержкой 0,3 с (за 3 с подъема  $V_{op}$  до 75 В не успевает происходить разогрев), затем выдерживается пауза 280 с при данном напряжении и снимается вольт-амперная характеристика с шагом (-0,1 В — спад  $V_{op}$ ), но задержкой 60 с в каждой точке для установления теплового равновесия (плато темного тока). Измерения ВАХ при подъеме напряжения до некоторой величины, выдержка напряжения 280 с и затем измерения на спаде до некоторого значения напряжения  $V_{op}$ , при котором исчезает

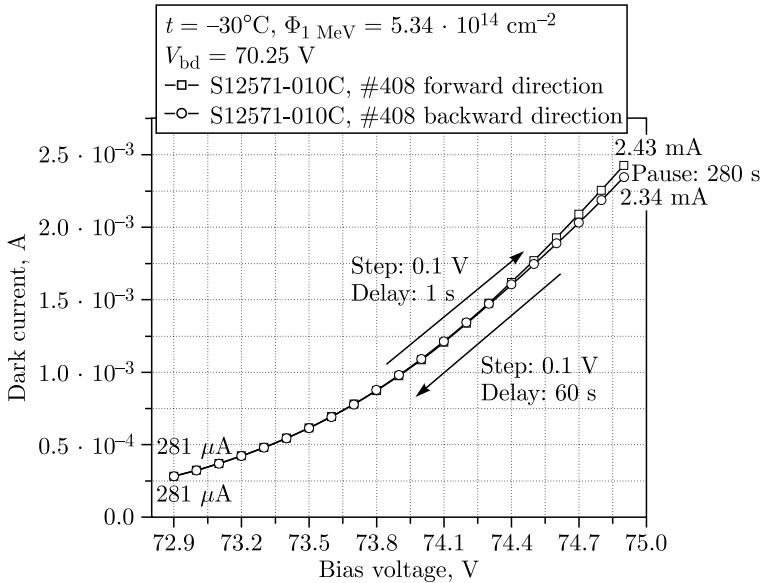


Рис. 22. Эффект гистерезиса облученного SiPM S12571-010C, #408,  $\Phi_2 = 5,34 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $V_{\text{bd}} = 70,25 \text{ В}$  при  $t = -30^\circ \text{C}$

разница в токах, определяют предел рабочей области по напряжению (где нет разогрева) при данной температуре и данном значении флюенса.

Вольт-амперные характеристики одного и того же облученного образца, измеренные в двух режимах подъема и спада напряжения  $V_{\text{op}}$ , пересекаются в некоторой точке по напряжению, где исчезает эффект разогрева (см. рис. 22). Для данной конструкции корпуса SiPM и способа отвода тепла при  $t = -30^\circ \text{C}$  эффект разогрева исчезает при  $V_{\text{op}} = 72,9 \text{ В}$ , что соответствует перенапряжению  $V_{\text{ov}} = V_{\text{op}} - V_{\text{bd}} = 72,9 - 70,25 \text{ В} = 2,65 \text{ В}$  и мощности рассеяния  $P = 281 \text{ мкА} \times 72,9 \text{ В} = 20,48 \text{ мВт/мм}^2$ .

Для оценки реальной температуры кристалла в результате эффекта разогрева предложен следующий метод: при различных значениях температуры внутри климатической камеры измеряется семейство вольт-амперных характеристик при  $V_{\text{op}} > V_{\text{bd}}$  (рис. 23), шаг напряжения, равный 1 В, изменяется в течение 0,3 с. Нагрев кристалла не успевает произойти для каждой заданной температуры в камере за короткое (не более 5 с) время измерения ВАХ в 7 точках напряжения в интервале  $V_{\text{op}} = 68-74 \text{ В}$ . Это означает равенство температуры кристалла и воздушной среды в камере. Измеренные значения темного тока корректно считать истинными величинами, соответствующими данной температуре кристалла. Для примера возьмем SiPM типа S12571-010C. На рис. 23 при температуре в камере  $t_0 = -30^\circ \text{C}$  и напряжении смещения  $V_{\text{op}} = 74 \text{ В}$  установившееся равновесное значение за счет разогрева

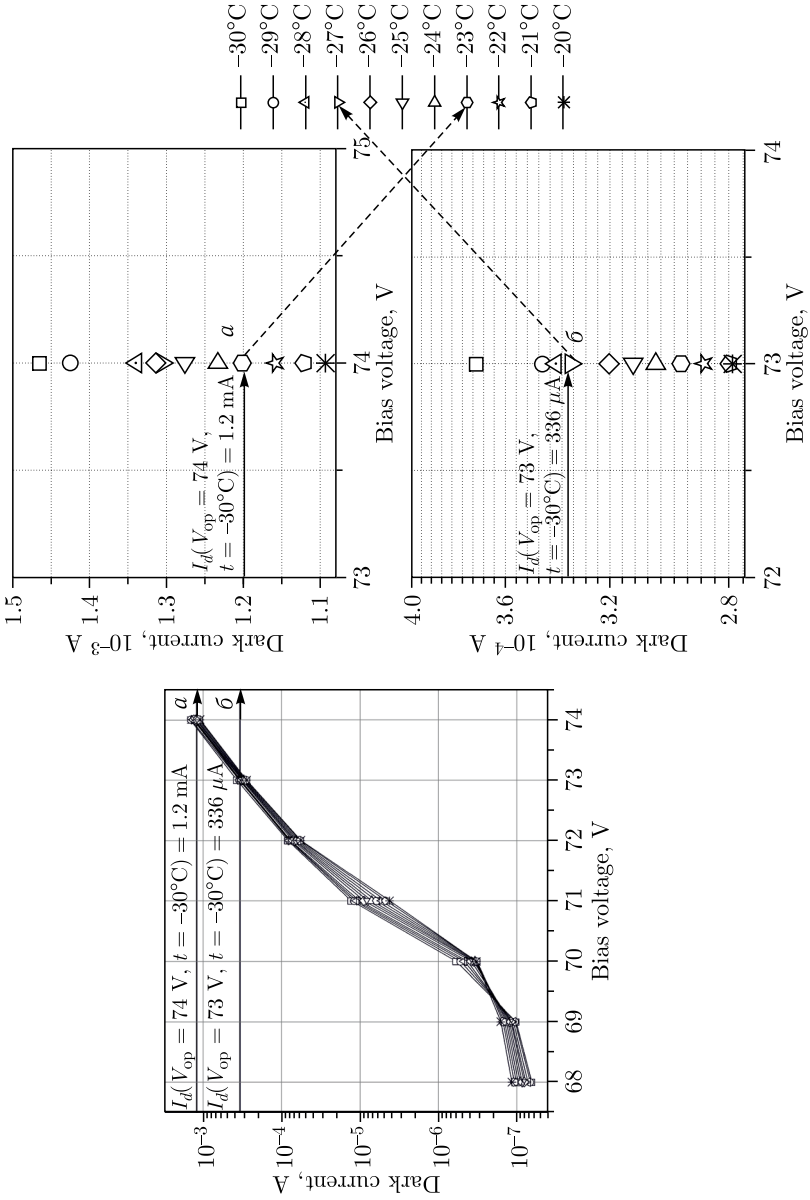


Рис. 23. ВАХ и значения токов:  $V_{op} = 74 \text{ В}$  (а),  $V_{op} = 73 \text{ В}$  (б) при разных температурах, измеренные «быстро» ( $\sim 3 \text{ с}$ , разогрев кристалла не успевает произойти) в области усиления для SiPM S12571-010C, #408,  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $V_{bd} = 70,25 \text{ В}$  ( $-30^\circ\text{C}$ )

составляет  $I_d = 1,2$  мА, такую же величину темнового тока  $1,2$  мА в точке  $V_{op} = 74$  В находим на ВАХ, измеренной при температуре  $t_{Si} = -23^\circ\text{C}$  (см. рис. 23). Физически это означает, что реальная температура кристалла при установившемся тепловом равновесии (температура окружающей среды  $-30^\circ\text{C}$ ) при  $V_{op} = 74$  В увеличилась на  $7^\circ\text{C}$ , напряжение пробоя стало равно  $V_{bd} = 70,25 + 0,42$  В =  $70,67$  В и увеличилось на  $0,42$  В ( $60$  мВ/ $^\circ\text{C} \times 7^\circ\text{C}$ ), перенапряжение уменьшилось:  $V_{ov} = 74 - 70,67$  В =  $3,33$  В. Аналогичным методом определена реальная температура кристалла  $t_{Si} = -27^\circ\text{C}$  при  $t_0 = -30^\circ\text{C}$ ,  $V_{op} = 73$  В и  $I_d = 0,336$  мА. Результаты измерений для всех трех типов SiPM, облученных  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ , приведены в табл. 4.

В табл. 4 использованы следующие обозначения:  $t_0$  — температура воздуха в климатической камере;  $t_{Si}$  — температура кристалла SiPM в установившемся тепловом режиме (из ВАХ, см. рис. 23);  $I_d^{I-V}$  — мгновенный ток SiPM из ВАХ до установления теплового равновесия (см. рис. 23);  $I_{d0}$  — ток «плато» при установившемся тепловом равновесии;  $V_{bd/IV}$  — напряжение пробоя до разогрева из ВАХ (см. рис. 23);  $V_{bd/t}$  — величина автоматически установившегося в результате разогрева напряжения пробоя больше на  $\Delta V = 60$  мВ/ $^\circ\text{C} \times \Delta t^\circ\text{C}$ .

Таблица 4. Основные параметры трех типов SiPM после облучения  $\Phi_2 = 5,34 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$

Тип SiPM	$V_{op}$ , В	$V_{bd/IV}$ , В	$V_{bd/t}$ , В	$t_0$ , $^\circ\text{C}$	$I_d^{I-V}$ , А	$I_{d0}$ , А	$P_{расс}$ , мВт	$t_{Si}$ , $^\circ\text{C}$
S12571-010C	74	70,25	70,67	-30	$1,37 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	88,8	-23
S12571-015C	72	68,85	69,27	-30	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$1,64 \cdot 10^{-3}$	118,1	-23
S13360-1325CS	58	56,05	56,21	-30	$1,22 \cdot 10^{-3}$	$1,11 \cdot 10^{-3}$	64,38	-27

Как избежать эффекта разогрева SiPM при радиационных повреждениях в реальной физической установке? За предельно допустимую величину растущей тепловой мощности каждого SiPM в процессе эксплуатации взять величину  $P_{расс} < 20$  мВт/мм $^2$  (экспериментальные результаты данной работы) при рабочей температуре  $-30^\circ\text{C}$ . Это означает следующее:

— стремиться работать при минимальной температуре, в этом случае будут ниже значения  $I_d$  и  $V_{op}$  (за счет уменьшения  $V_{bd}$ );

— определить в процессе работы момент приближения разогрева — для этого при известном  $V_{op}$  надо определить ток  $I_d$  ( $-30^\circ\text{C}$ ) из измерений величины шума в каналах электроники SiPM (при невозможности прямого измерения тока);

— при достижении  $P_{расс} = 20$  мВт/мм $^2$  ( $-30^\circ\text{C}$ ) необходимо понизить  $V_{op}$  ( $V_{ov}$ );

— возможны следующие консервативные варианты применения SiPM в экспериментах при больших радиационных полях ( $\Phi_{эвб} \sim 10^{13}$  см $^{-2}$ ):

- сразу в начале экспозиции поставить низкую величину  $V_{ov} < 3$  В (возможно, придется работать длительный период в неоптимальном рабочем режиме);
- при невозможности поддержания в заданном диапазоне основных параметров ( $S/N, V_{ov}, I_d$ ) из-за радиационных повреждений заменять SiPM на новые (при достижении  $\Phi_{эКВ} \sim 10^{13}$  см<sup>-2</sup>).

## 6. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ (PDE) И ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ ( $S/N$ ) РАДИАЦИОННО ПОВРЕЖДЕННЫХ SiPM

Целью измерений является количественная оценка эффекта деградации основных параметров SiPM (PDE и  $S/N$ ) при регистрации импульсов света после облучения быстрыми нейтронами. С практической точки зрения представляет интерес определить максимальный флюенс ( $\Phi_{max}$ ), при котором сохраняется способность регистрации оптического сигнала заданной величины с отношением сигнал/шум не ниже определенной величины, например  $S/N > 6$ . Выполнение такого условия будет зависеть от типа фотоприемника (активная площадь, толщина эпитаксиального слоя, размер пикселя), рабочей температуры  $t$ , величины перенапряжения  $V_{ov}$ , длины волны  $\lambda$ , мощности оптического сигнала на входе SiPM (при тестировании от лазерного источника  $P_{laser} = N_{ph}$  — среднее число фотонов в импульсе), быстродействия электроники  $t_s$ . К сожалению, для измерения PDE радиационно поврежденных SiPM невозможно использовать традиционный метод [7, 8] «световых импульсов низкой интенсивности ( $\sim 10$  фотонов)» и применить вытекающую из распределения Пуассона практическую формулу для измерения эффективности детектирования фотона:

$$PDE = -\frac{\ln N_{ped}/N_{tot}}{N_{ph}}, \quad (11)$$

где  $N_{ph}$  — среднее число фотонов на входе SiPM;  $N_{ped}$  — число событий в пьедестальном пике;  $N_{tot}$  — полное число событий в спектре (число запусков лазера),  $N_{ped}/N_{tot}$  — вероятность *не возникновения* сигнала от лазера в SiPM.

Для радиационно поврежденного SiPM из-за большой величины шума (большой ток  $I_d$ ) невозможно в спектре разделить пик от 10 фотонов и пьедестальный пик, определяемый шумами, а не отсутствием сигнала. Для количественной оценки снижения PDE радиационно поврежденных SiPM в данной работе вводится параметр «относительная PDE<sub>relative/irrad</sub>» по аналогии с параметром «CCE-Charge Collection Efficiency» для полупроводниковых детекторов без усиления. Величина  $PDE_{relative/irrad} = PDE_{irrad} \cdot 100\% / PDE_{nonirrad}$  облученного SiPM показывает эффективность детектирования в процентах относительно эффек-



тивности необлученного SiPM данного типа, принятой за 100%. Методика измерений основывается на сравнении амплитуд сигналов, измеренных при одинаковых условиях, облученного ( $A_{\text{laser(irrad)}}$ ) и необлученного ( $A_{\text{laser(nonirrad)}}$ ) SiPM одного типа. Амплитудами сигналов ( $A_{\text{laser(irrad)}}$ ) и ( $A_{\text{laser(nonirrad)}}$ ) являются средние значения в амплитудных спектрах при одинаковых условиях ( $V_{\text{ov}}, M, t, P_{\text{лазер}}, \lambda, F_{\text{генератор}}$ ). Амплитуды измеренных сигналов в каналах АЦП корректно записать в следующем виде:

$$A = \frac{M N_{\text{ph}} \text{PDE}}{n}, \text{ каналов АЦП,} \quad (12)$$

где  $M$  (е/пиксель) — усиление;  $N_{\text{ph}}$  — число фотонов на входе SiPM; PDE (%) — эффективность детектирования фотонов;  $n$  (е/канал АЦП) — цена в электронах одного канала АЦП;  $N_{\text{ph}} \times \text{PDE}$  (пиксель) — сигнал в пикселях.

Отношение измеренных средних значений амплитудных спектров  $A_{\text{laser(irrad)}}/A_{\text{laser(nonirrad)}}$  =  $\text{PDE}_{\text{irrad}}/\text{PDE}_{\text{nonirrad}}$  будет зависеть только от отношения  $\text{PDE}_{\text{irrad}}/\text{PDE}_{\text{nonirrad}}$ , так как остальные параметры ( $V_{\text{ov}}, M, t, P_{\text{лазер}}, \lambda, F_{\text{генератор}}$ ) при измерении поддерживаются постоянными. Таким образом, можно экспериментально измерить относительную эффективность фотодетектирования  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = A_{\text{laser(irrad)}} \times 100\% / A_{\text{laser(nonirrad)}}$  для облученных SiPM, которая показывает уменьшение (в %)  $\text{PDE}_{\text{irrad}}$  облученного образца относительно необлученного  $\text{PDE}_{\text{nonirrad}} = 100\%$  при данной температуре и  $V_{\text{ov}}$ . На рис. 24 приведена схема измерений амплитудных спектров сигналов и шумов в режиме совпадений и без совпадений. Возможность организации временных совпадений аналоговых сигналов обеспечивается программированием входов 16-канальной системы регистрации ADC16 [13]. Сигналы от SiPM коаксиальными кабелями передаются из климатической камеры на входы 9-канального блока ЗЧУ + ФУ на основе ИС/Ampl-8.3 («Интеграл», Минск).

Исследуемые SiPM помещаются в температурную камеру с экранировкой от света и ЭМ-помех, импульсы света подаются на образцы с помощью оптических кабелей (fiber).

На рис. 25 показана конструкция соединительного устройства оптический кабель – SiPM. Качество воспроизводимости оптического контакта проверено в серии из 10 повторных циклов разъединений/соединений оптический кабель – SiPM, которые имитировали процесс замены измеряемых образцов. Измеренная средняя амплитуда лазерного сигнала в процессе разъединений/соединений остается постоянной с точностью  $\pm 5\%$ .

Сценарий измерений сигналов лазера и основных параметров SiPM ( $\sigma_{\text{ped}}, \sigma_{\text{laser}}, A_{\text{laser}}, V_{\text{bd}}, I_{\text{d}}, F_{\text{dark}}$ , канал АЦП/пиксель) в интервале значений температуры от +20 до  $-40^\circ\text{C}$  состоял из трех основных этапов:

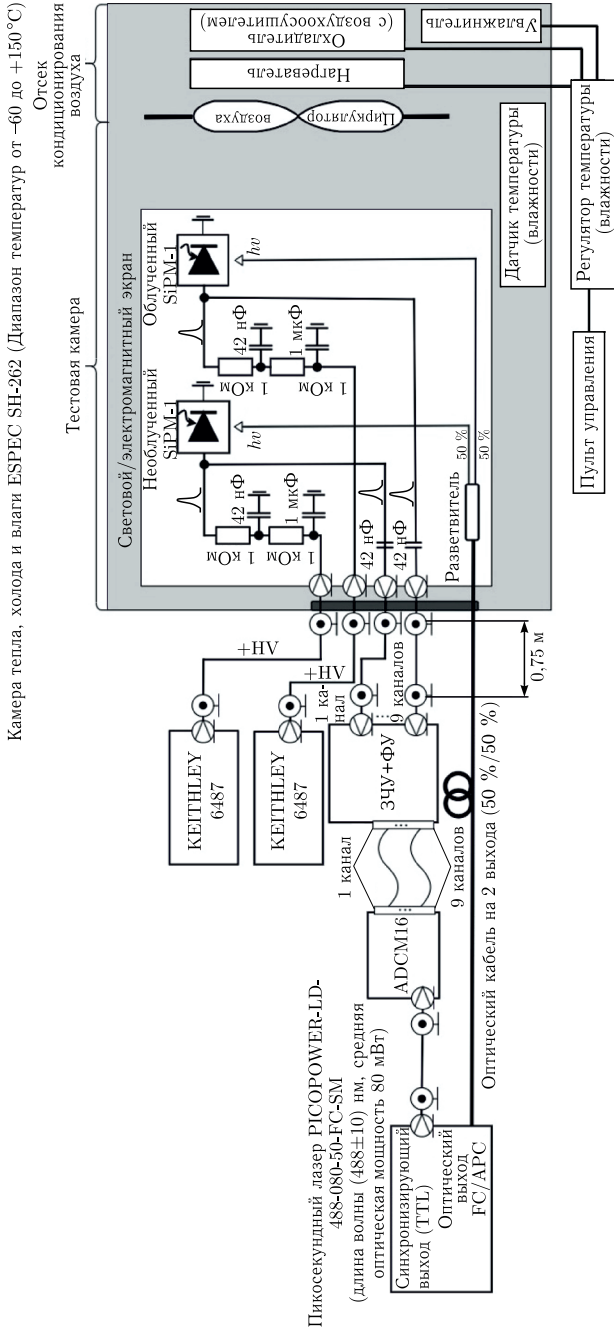


Рис. 24. Схема измерений сигналов лазера (длина волны  $(488 \pm 10)$  нм, средняя оптическая мощность 80 мВт, длительность импульса 70 пс) облученными и необлученными SiPM

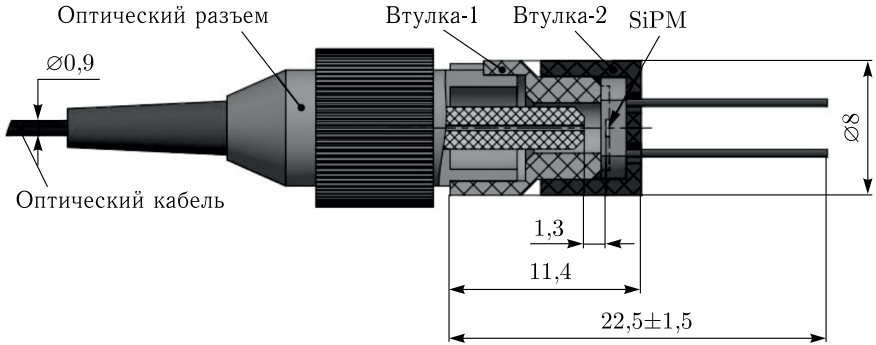


Рис. 25. Устройство позиционирования оптического кабеля относительно SiPM при измерении сигналов лазера

- первый этап: проводились измерения необлученных SiPM трех типов (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS);
- второй этап: проводились измерения SiPM трех типов, облученных при одном значении  $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ;
- третий этап: проводились измерения SiPM одного типа S12571-015C, облученных при трех разных значениях  $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ;  $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ;  $2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

### 6.1. Результаты измерений основных параметров SiPM трех типов (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) до облучения.

На первом этапе проводились измерения температурной зависимости сигнала  $A_{\text{laser(nonirrad)}} = f(t)$  при  $V_{\text{ov}} = \text{const}$  и  $A_{\text{laser(nonirrad)}} = f(V_{\text{ov}})$  при  $t = \text{const}$  необлученных (reference) SiPM. Спектры для каждой температурной точки набирались в режиме совпадений синхроимпульса запуска лазерного генератора с частотой 100 кГц и сигнала от SiPM. При измерении темнового шума SiPM (рис. 26, а) излучатель лазера выключался и также отсоединялся от лазера кабель с выхода синхроимпульсов запуска, так как мощный TTL-сигнал (50 Ом) создавал наводку. Спектр шумов набирался в режиме самозапуска при пороге 0,5 пикселя. На рис. 26, б приведен амплитудный спектр лазерного сигнала необлученного SiPM-010C в режиме совпадений с импульсом запуска. Среднее значение амплитуды измеренного сигнала равняется  $A_{\text{laser(nonirrad)}} = 1135$  каналов АЦП : 81 канал АЦП/пиксель = 14 пикселей. Значения 1 пиксель = 81 канал АЦП и  $A_{\text{laser(nonirrad)}} = 1135$  каналов АЦП получены из измеренных спектров (рис. 26, а, б соответственно). Следует заметить, что режим совпадений для необлученных SiPM не является обязательным при измерении лазерного спектра, так как амплитуда сигнала лазера равнялась  $N_{\text{ph}} = (280 \text{ фотонов} \pm 5 \%)$ , частота темновых шумов (при пороге 1,5 пикселя шумы будут подав-

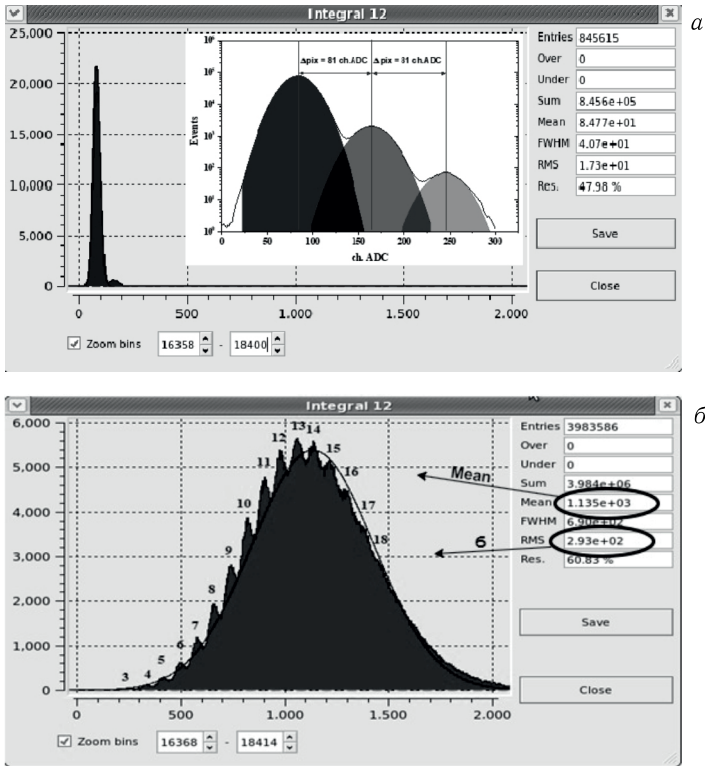


Рис. 26. Амплитудные спектры шумов (а) и лазерного сигнала (б) необлученного SiPM-010C, порог = 0,5 пикселя,  $t_{\text{изм}} = +25^\circ\text{C}$ ,  $V_{\text{op}} = 67,85$  В,  $V_{\text{ov}} = 3,1$  В, 1 пиксель = 81 канал АЦП, 1 канал АЦП = 1000 е,  $F_{\text{dark}} = 102$  кГц,  $F_{\text{laser}} = 230$  делений = 280 фотонов  $\pm 5\%$ ,  $F_{\text{laser}} = 100$  кГц,  $A_{\text{laser(nonirrad)}} = 14$  пикселей

лены) с амплитудой 1–2 пикселя необлученных SiPM при комнатной температуре равна 80–120 кГц, а частота запуска лазера была 100 кГц.

На рис. 27 показаны температурные зависимости лазерного сигнала длительностью 60 пс (280 фотонов  $\pm 5\%$ ), измеренные тремя разными типами необлученных SiPM (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) при постоянной величине  $V_{\text{ov}}$  для каждого типа соответственно. Величина лазерного сигнала ( $A_{\text{laser(nonirrad)}}$ ) равняется среднему значению амплитудного спектра, в дальнейшем эта величина принимается равной 100%  $\text{PDE}_{\text{nonirrad}}$  при расчете величины  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$ . Режим постоянства  $V_{\text{ov}} = \text{const}$  для всех трех типов необлученных SiPM в каждой температурной точке достигался определением величины  $V_{\text{bd}}$  для каждого типа фотоприемников из зависимости амплитуды 1 пиксель =  $f(V_{\text{op}})$ . Затем устанавливалась соответствующая данной температуре величина

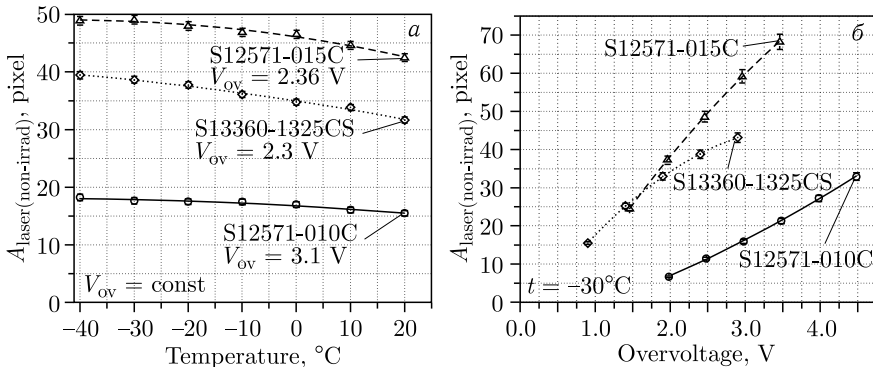


Рис. 27. Зависимость величины измеренного сигнала лазера для трех типов необлученных SiPM от температуры (а) и от перенапряжения  $V_{ov}$  (б): S12571-010C/1 пиксель = 81 канал АЦП при  $t = -30^\circ\text{C}$ ,  $V_{ov} = 3,1$  В,  $V_{op} = 64,62$  В; S12571-015C/1 пиксель = 132 канала АЦП при  $t = -30^\circ\text{C}$ ,  $V_{ov} = 2,36$  В,  $V_{op} = 63,25$  В; S13360-1325CS/1 пиксель = 270 каналов АЦП при  $t = -30^\circ\text{C}$ ,  $V_{ov} = 2,3$  В,  $V_{op} = 50,77$  В; 1 канал АЦП = 1000 е, частота повторения световых импульсов  $F_{laser} = 100$  кГц,  $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$

$V_{op}(t) = V_{bd}(t) + V_{ov}$  и проводились измерения основных параметров необлученных SiPM: 1 пиксель (канал АЦП),  $\sigma_{laser}$ ,  $A_{laser}(nonirrad)$ ,  $I_d$ ,  $F_{dark}$ . Цена 1 канала АЦП = 1000 е определялась из калибровки шкалы спектрометра от генератора импульсов точной амплитуды при подключенном SiPM (при  $V_{op} = V_{fd}$ ) на вход усилителя. Мощность лазерного сигнала была измерена с помощью необлученного SiPM-010C при температуре  $+25^\circ\text{C}$ , выполнялась серия из 10 измерений (соединений/отсоединений оптического контакта световод–SiPM) и бралась средняя величина числа сработавших пикселей  $\mu_{pixel}$  при расчете  $N_{ph}$ . Для расчета среднего числа фотонов ( $N_{ph} = \mu_{pixel}/PDE$ ), падающих на SiPM, использовалась формула

$$\mu_{pixel} = N_{ph} PDE, \quad (13)$$

где  $\mu_{pixel}$  — среднее число сработавших пикселей;  $N_{ph}$  — среднее число фотонов; PDE — эффективность детектирования фотона. Величина PDE для SiPM-010C бралась из данных (паспорт) фирмы НРК для фиксированных значений: температуры ( $+25^\circ\text{C}$ ), длины волны  $\lambda = 488$  нм и  $V_{ov}$ .

Разные величины среднего значения измеренных амплитуд ( $A_{laser}(nonirrad)$ ) тремя типами необлученных SiPM при постоянной мощности лазерного сигнала объясняются разными величинами PDE. Величина PDE необлученного SiPM определяется тремя параметрами:

$$PDE = \varepsilon_{geom} QE(\lambda) \varepsilon_{Geiger}, \quad (14)$$

где  $\varepsilon_{geom}$  — геометрическая эффективность (feel factor);  $QE(\lambda)$  — квантовая эффективность (вероятность создания фотоном ( $e-h$ )-пары в ОПЗ);

$\varepsilon_{\text{Geiger}}$  — вероятность создания лавины (гейгер-режим) возникшими  $(e-h)$ -носителями заряда при поглощении фотона в ОПЗ.

В формуле (14) из трех параметров под действием облучения быстрыми нейтронами в диапазоне до  $\Phi_{\text{экв}} = 10^{15} \text{ см}^{-2}$  два параметра  $\varepsilon_{\text{geom}}$  и  $QE(\lambda)$  корректно считать неизменными. Поэтому увеличение амплитуды (в пикселях) измеренного лазерного сигнала с понижением температуры (см. рис. 25, а) и повышением величины  $V_{\text{ov}}$  (см. рис. 25, б) определяется только возрастанием величины  $\varepsilon_{\text{Geiger}}$ .

**6.2. Результаты измерений основных параметров SiPM трех типов (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) после облучения одинаковым флюенсом  $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .** На втором этапе проводились аналогичные измерения облученных SiPM. Для облученных образцов измерялись:  $\sigma_{\text{ped}}$ ,  $\sigma_{\text{laser}}$ ,  $A_{\text{laser(irrad)}}$ ,  $V_{\text{bd}}$ ,  $I_d$ ,  $F_{\text{dark}}$  в зависимости от температуры. Величину амплитуды 1 пиксель/канал АЦП для облученных SiPM из спектра шума, к сожалению, извлечь невозможно, поэтому бралась величина для необлученных SiPM в предположении, что величина усиления  $M$  (гейгер-режим) в процессе облучения не меняется, так как  $C_{\text{pixel}} = \text{const}$ . Температурные измерения облученных SiPM при небольшом флюенсе  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  проводились в тех же точках по напряжению  $V_{\text{op}} = f(t)$ , что и для необлученных. Считалось, что можно пренебречь изменением  $V_{\text{bd}} = f(\Phi_{\text{экв}})$ , так как изменение  $V_{\text{bd}}$  после облучения  $1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в пределах  $\pm 15$  мВ. Для больших значений флюенса необходимо в каждой точке температуры проводить измерения  $V_{\text{bd}}$  и корректировать величину  $V_{\text{op}}$ . Для сравнительных измерений температурной зависимости основных параметров облученных SiPM трех типов (S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS) нами была выбрана точка  $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Мощность лазерного импульса в начале измерений была выбрана экспериментально, исходя из условия, чтобы при температуре  $-20^\circ\text{C}$  облученные  $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  SiPM «видели» в амплитудном спектре сигнал лазера в режиме совпадений с достоверностью не меньше  $6\sigma$ . Измеренная средняя величина лазерного сигнала равна  $280 (\pm 5\%)$  фотонам, что соответствовало 230 делениям на шкале потенциометра ручной регулировки амплитуды лазерного генератора. Все измерения с лазером проводились при постоянной мощности лазерного импульса  $P_{\text{лазер}} = 280 (\pm 5\%)$  фотонам и постоянной частоте следования лазерных импульсов  $F_{\text{лазер}} = 100$  кГц.

Для всех трех типов облученных ( $\Phi_{\text{экв}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) SiPM алгоритм измерений повторялся в следующей последовательности:

- 1) одновременное включение аппаратуры, выдержка в течение 1 ч до начала измерений;
- 2) установка SiPM в измерительную коробку, охлаждение в климат-камере. Выдержка в течение минимум 15 мин от момента достижения необходимой температуры в камере до начала измерений;

3) для каждого значения температуры устанавливалась величина  $V_{op}$ , равная значению напряжения  $V_{op}$  при данной температуре для необлученного SiPM;

4) при выключенном лазере измерялись значения при пороге 0,5 пикселя:  $F_{dark}$  (кГц);  $I_d$  (А);  $\sigma_{ped}$  (канал АЦП).

На рис. 28 показаны температурные зависимости амплитуды лазерного сигнала (рис. а) и шумов (рис. б) для трех типов SiPM после облучения  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Амплитуда лазерного сигнала, измеренная облученными SiPM, заметно уменьшилась по сравнению с необлученными (см. рис. 27, а) из-за снижения величины PDE и увеличились шумы по сравнению с необлученными фотоприемниками из-за возросшего объемного тока термогенерации  $I_{v(\Phi)}$ .

На рис. 29 приведены температурные зависимости отношения сигнал-шум (рис. а) и относительной  $PDE_{relative/irrad}$  (рис. б) от температуры при постоянном значении  $V_{ov}$  для каждого типа SiPM (но разных значениях  $V_{op}$ ) и постоянной величине лазерного сигнала ( $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ) для трех типов SiPM после облучения  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Для определения отношения  $S/N$  (см. рис. 28, а) величина сигнала  $S$  берется равной среднему значению амплитудного спектра  $A_{laser(irrad)}$  в пикселях, а не 280 фотонам на входе SiPM. Величина шума  $N$  берется равной  $\sigma_{ped}$  из измерений шума и пересчитывается в пиксели (см. рис. 28, б) (величина пикселя в каналах АЦП измерена для каждого значения  $V_{ov}$  из дискретных спектров шумов необлученных SiPM). Величина  $PDE_{relative/irrad} = A_{laser(irrad)} \cdot 100\% / A_{laser(nonirrad)}$  (см. рис. 29, б)

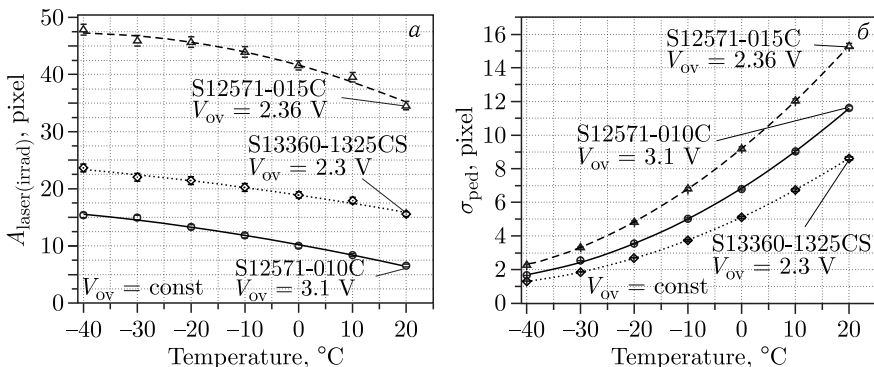


Рис. 28. Зависимость величины измеренных сигналов лазера  $N_{ph} = 280$  фотонов и шума от температуры для трех типов облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ): S12571-010C/1 пиксель = 81 канал АЦП при  $t = -30^\circ \text{C}$ ,  $V_{ov} = 3,1 \text{ В}$ ,  $V_{op} = 64,62 \text{ В}$ ; S12571-015C/1 пиксель = 132 канала АЦП при  $t = -30^\circ \text{C}$ ,  $V_{ov} = 2,36 \text{ В}$ ,  $V_{op} = 63,25 \text{ В}$ ; S13360-1325CS/1 пиксель = 270 каналов АЦП при  $t = -30^\circ \text{C}$ ,  $V_{ov} = 2,3 \text{ В}$ ,  $V_{op} = 50,77 \text{ В}$ ; 1 канал АЦП = 1000  $e$ , частота повторения световых импульсов  $F_{laser} = 100 \text{ кГц}$ ,  $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$

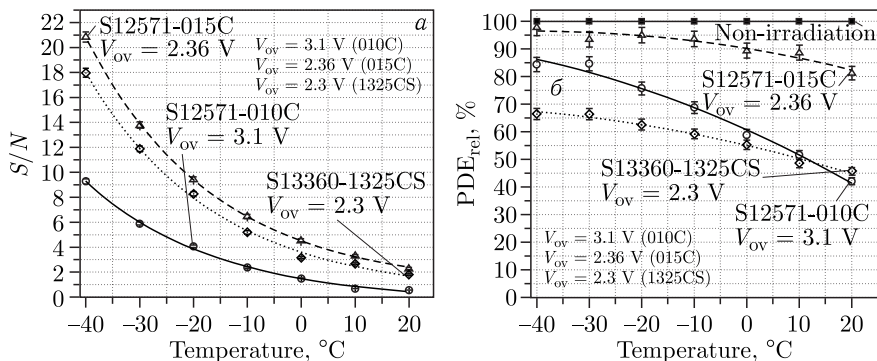


Рис. 29. Зависимость отношения сигнал-шум ( $S/N$ ) и относительной  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$  от температуры при  $V_{ov} = \text{const}$ , измеренных тремя типами облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,73 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$ ): а)  $S/N = f(t)$ , сигнал лазера  $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ,  $V_{ov} = \text{const}$ ; б)  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = f(t)$ ,  $V_{ov} = \text{const}$

определяется как отношение измеренных средних значений амплитудных спектров после облучения (см. рис. 28, а) и до облучения (100%) (см. рис. 27, а) в соответствующих точках по температуре. Из рис. 29, б видно, что для разных типов SiPM степень относительной деградации при указанных величинах  $V_{ov}$  разная. Так, после облучения  $\Phi_1 = 1,7 \times 10^{12}\text{ см}^{-2}$  SiPM величина  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$  в интервале температур от  $-40$  до  $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$  для 010C уменьшилась на 15–60%, для 015C на 5–30% и для 1325CS на 40–50% соответственно. Самая слабая температурная зависимость и наибольшее снижение  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$  наблюдается у SiPM-1325CS, так как самая большая площадь пикселя и полная площадь.

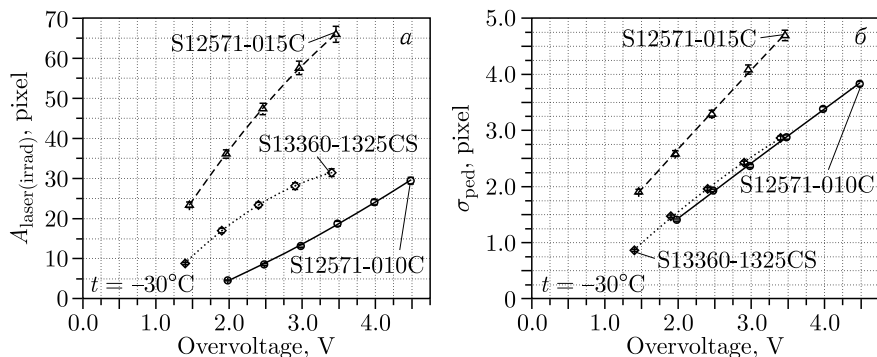


Рис. 30. Зависимость величины сигнала лазера ( $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ) и шума от  $V_{ov}$  при постоянной температуре  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ , измеренных тремя типами облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$ ): а) сигнал  $= f(V_{ov})$ ; б) шум  $= f(V_{ov})$



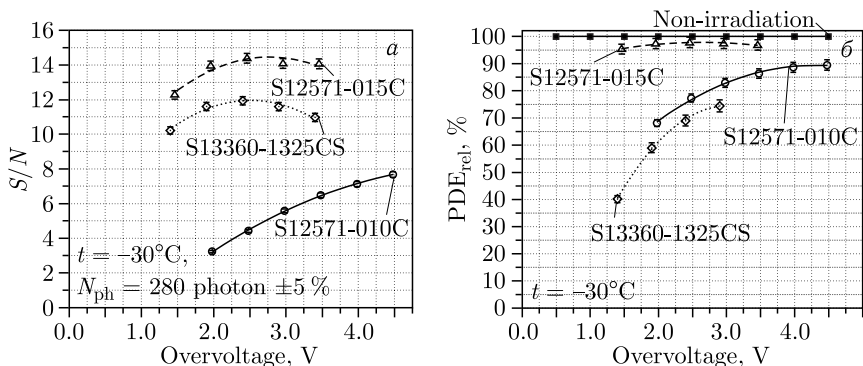


Рис. 31. Зависимость отношения сигнал–шум  $S/N$  и относительной  $PDE_{\text{relative/irrad}}$  от  $V_{\text{ov}}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$  для трех типов облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ): а)  $S/N = f(V_{\text{ov}})$  при  $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ; б)  $PDE_{\text{relative/irrad}} = f(V_{\text{ov}})$

На рис. 30, а приведены измеренные тремя типами облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) зависимости лазерного сигнала  $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов от  $V_{\text{ov}}$  при  $t = -30^\circ\text{C}$ . Средняя амплитуда сигнала  $A_{\text{laser(irrad)}}$  на графике указана в единицах (пиксель), величина которых соответствует данному значению  $V_{\text{ov}}$ . Рис. 30, б показывает зависимость шума  $\sigma_{\text{ped}}$  от  $V_{\text{ov}}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$ , измеренную тремя типами облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ). Зависимость шума (в пикселях) от  $V_{\text{ov}}$  практически линейна для всех трех типов облученных SiPM ( $\Phi_1 = 1,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ).

На рис. 31 представлены результаты измерений сигнал–шум ( $S/N$ ) и относительной  $PDE_{\text{relative/irrad}}$  от  $V_{\text{ov}}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$  для трех типов облученных SiPM. Зависимость  $S/N = f(V_{\text{ov}})$  облученных ( $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) для SiPM типа 015C и 1325CS имеют область оптимальных значений  $V_{\text{ov}}$  при максимальном значении  $S/N$  (см. рис. 31, а). Можно заметить на графиках рис. 31, б, что после облучения  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  для всех трех типов SiPM уменьшение величины PDE при рабочей температуре  $-30^\circ\text{C}$  еще не является драматичным и составляет не более чем на 30% при  $V_{\text{ov}} > 2$  В. Также надо учитывать при сравнении графиков  $PDE_{\text{relative/irrad}}$  для SiPM разного типа на рис. 31, б, что они отображают относительные потери величины  $PDE_{\text{relative/irrad}}$ , при этом абсолютное значение PDE остается самым высоким для SiPM типа 015C.

### 6.3. Результаты измерений основных параметров SiPM S12571-015C после облучения разными величинами $\Phi_{\text{эвб}}$ .

На рис. 32 представлены зависимости сигнала  $A_{\text{laser(irrad)}}$  и шума  $\sigma_{\text{ped}}$  от  $V_{\text{ov}}$  при  $-30^\circ\text{C}$  для трех образцов SiPM одного типа S12571-015C, облученных при разных значениях ( $\Phi_{\text{эвб}}$ ) флюенса быстрых нейтронов:

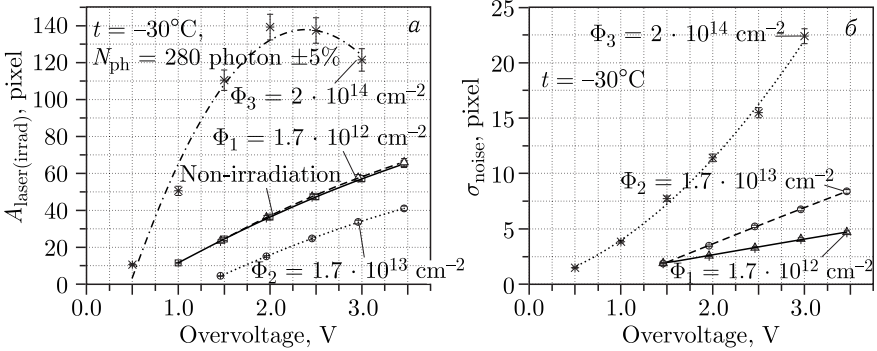


Рис. 32. Зависимость величины измеренного сигнала лазера и шума от  $V_{ov}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$  для трех образцов SiPM одного типа (S12571-015C), облученных при разных значениях флюенса: а) сигнал  $f(V_{ov})$ ;  $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$  и  $N_{ph} = 6117$  фотонов  $\pm 5\%$  (для  $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ); б) шум  $f(V_{ov})$

$\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ;  $\Phi_2 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ;  $\Phi_3 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Для сильно облученного SiPM ( $\Phi_3 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) измеряемый сигнал  $A_{\text{лазер}}$  при  $N_{ph} = 280$  фотонов выделить невозможно на фоне большого шума  $\sigma_{ped} = 22$  пикселя при  $V_{ov} = 3$  В и  $t = -30^\circ\text{C}$ . Поэтому зависимость амплитуды (в пикселях) измеренного сигнала для облученного SiPM ( $\Phi_3 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) на рис. 32, а соответствует мощности лазера  $N_{ph} = 6117$  фотонов  $\pm 5\%$ .

На рис. 33 представлены зависимости величины отношения сигнал-шум (рис. а) и относительной  $PDE_{\text{relative/irrad}}$  (рис. б) от  $V_{ov}$  при

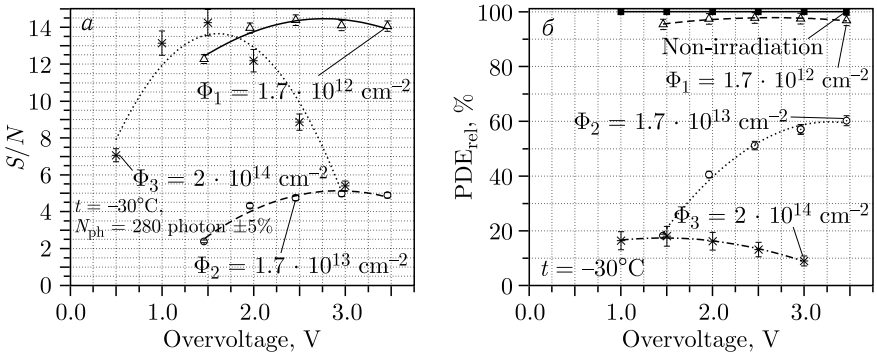


Рис. 33. Зависимость величины отношения сигнал-шум и относительной  $PDE_{\text{relative/irrad}}$  от  $V_{ov}$  при постоянной температуре  $-30^\circ\text{C}$  для трех образцов SiPM одного типа (S12571-015C), облученных при трех разных значениях флюенса: а)  $S/N = f(V_{ov})$  при  $t = -30^\circ\text{C}$ ;  $N_{ph} = 280$  фотонов  $\pm 10\%$  и  $N_{ph} = 6117$  фотонов  $\pm 5\%$  (для  $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ); б)  $PDE_{\text{relative/irrad}} = f(V_{ov})$

$-30^{\circ}\text{C}$  для трех образцов SiPM одного типа S12571-015C, облученных при разных значениях  $\Phi_{\text{ЭКВ}}$ :  $\Phi_1 = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ;  $\Phi_2 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ;  $\Phi_3 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Для облученного  $\Phi_3 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  SiPM невозможно измерить отношение  $S/N$  при величине сигнала  $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов из-за большой величины шума  $\sigma_{\text{noise}} = 22,8$  пикселя, поэтому измерения  $S/N$  и  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$  проведены при сигнале лазера величиной  $N_{\text{ph}} = 6117$  фотонов. Отношение  $S/N$  для облученного SiPM  $\Phi_3 = 2,0 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  при увеличении сигнала лазера в 22 раза до  $N_{\text{ph}} = 6117$  фотонов остается практически такой же величины (рис. 33, а), как для облученного SiPM  $\Phi_2 = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при  $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов. Это объясняется тем, что при увеличении флюенса на порядок выросла величина шума ( $N$ ) и уменьшилась величина PDE ( $S$ ). Следует заметить, что измеряемая величина  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}}$  не должна зависеть от величины лазерного сигнала.

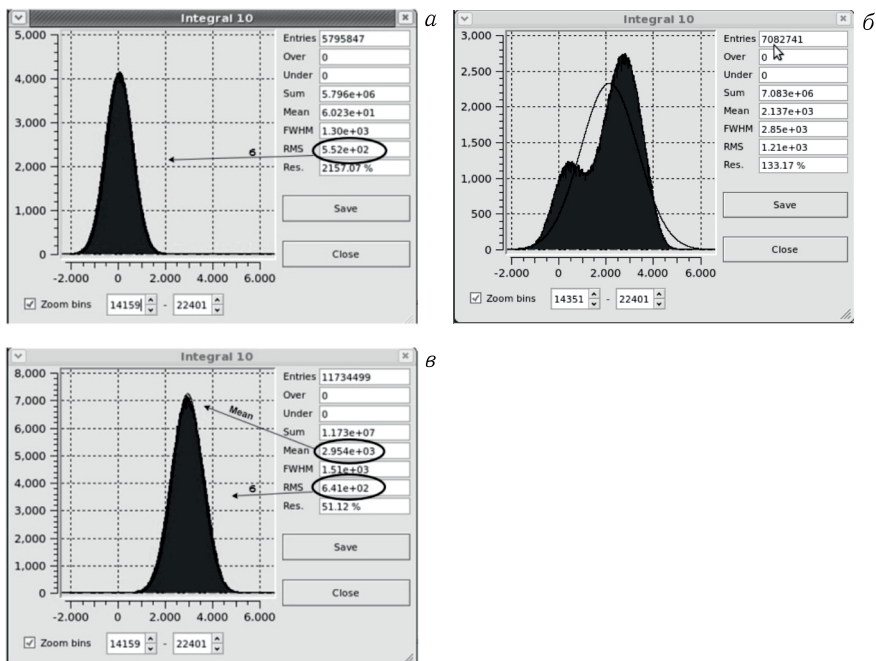


Рис. 34. Амплитудный спектр шумов (а) при пороге 0,5 пикселя,  $\sigma_{\text{noise}} = 60,2$  каналов АЦП : 19,4 каналов АЦП/пиксель = 3,1 пиксель и амплитудные спектры (б, в) лазерного сигнала ( $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ),  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (S12571-015C),  $V_{\text{ov}} = 2,36 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 60,89 \text{ В}$ ), 1 пиксель = 19,4 каналов АЦП,  $A_{\text{laser(irrad)}} = 870,3 : 19,4$  каналов АЦП = 44,8 пикселей,  $S/N = 44,8 : 3,1$  пикселя = 14,4 при  $t = -30^{\circ}\text{C}$

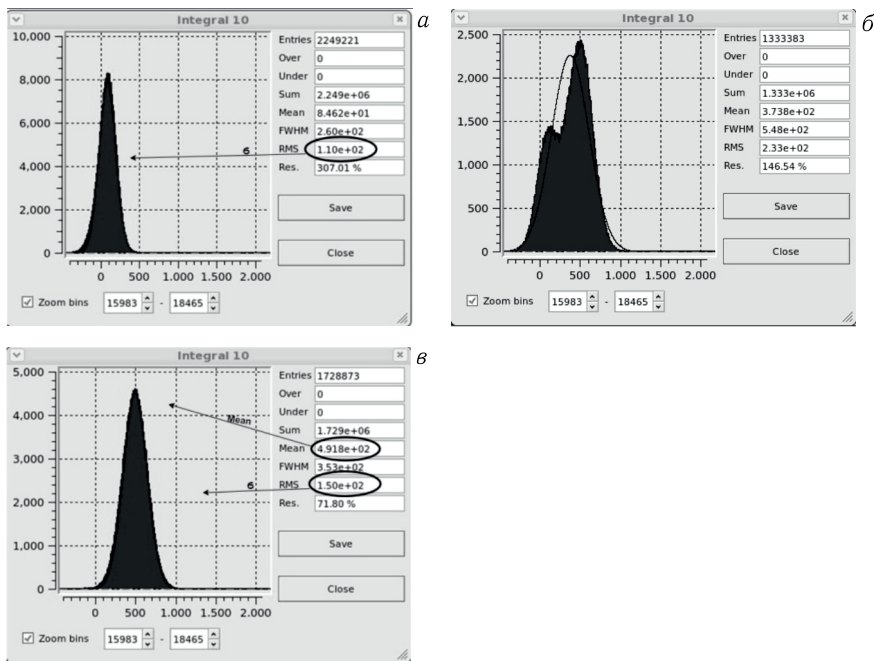


Рис. 35. Амплитудный спектр шумов (а) при пороге 0,5 пикселя,  $\sigma_{\text{noise}} = 110$  каналов АЦП : 19,4 каналов АЦП/пиксель = 5,7 пикселей и амплитудные спектры (б, в) лазерного сигнала ( $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ ),  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (S12571-015C),  $V_{\text{ov}} = 2,36 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 61,2 \text{ В}$ ), 1 пиксель = 19,4 каналов АЦП,  $A_{\text{laser(irrad)}} = 492 : 19,4$  каналов АЦП = 25,4 пикселей,  $S/N = 25,4 : 5,7$  пикселей = 4,46 при  $t = -30^\circ \text{C}$

Ниже по тексту на рис. 34–36 представлены для наглядного сравнения амплитудные спектры шумов и амплитуд лазерного сигнала трех SiPM одного типа S12571-015C, но облученных разным  $\Phi_{\text{ЭКВ}}$ . Три значения  $\Phi_{\text{ЭКВ}}$  отличались друг от друга примерно на порядок и равнялись  $1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (рис. 34),  $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (рис. 35),  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (рис. 36) соответственно. Спектры на рис. 34 и 35 измерялись в абсолютно одинаковых условиях ( $t = -30^\circ \text{C}$  и  $V_{\text{ov}} = 2,36 \text{ В}$ ) и при одинаковом сигнале лазера  $N_{\text{ph}} = 280$  фотонов  $\pm 5\%$ . Спектры для сильно облученного SiPM ( $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) пришлось измерять при сигнале лазера  $N_{\text{ph}} = 6117$  фотонов, т. е. в 22 раза больше.

На рис. 34, а представлен амплитудный спектр шумов при  $V_{\text{ov}} = 2,36 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 60,89 \text{ В}$ ) для облученного SiPM типа S12571-015C относительно небольшим флюенсом  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Амплитудные спектры измерены в совпадении с синхроимпульсами запуска лазера при разной длительности окна совпадений: рис. б — 500 нс, чтобы

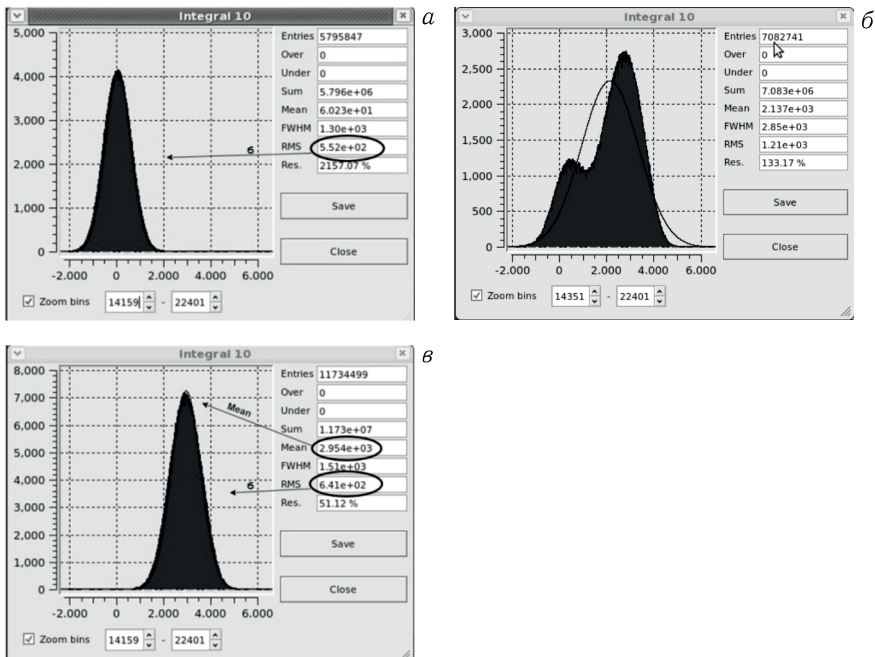


Рис. 36. Амплитудный спектр шумов (а) при пороге 0,5 пикселя,  $\sigma_{\text{noise}} = 552$  каналов АЦП : 24,2 каналов АЦП/пиксель = 22,8 пикселей и амплитудные спектры (б, в) лазерного сигнала ( $N_{\text{ph}} = 6117$  фотонов  $\pm 5\%$ ),  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (S12571-015C),  $V_{\text{OV}} = 3 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 63,51 \text{ В}$ ), 1 пиксель = 24,2 каналов АЦП, 1 канал АЦП = 5023 e,  $A_{\text{laser(irrad)}} = 2954$  : 24,2 канала АЦП = 122 пикселя,  $S/N = 5,35$ ,  $\text{PDE} = 122 \text{ пикселя} : 6117 \text{ фотонов} = 2\%$  ( $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = 9,1\%$ )

был виден пик шумов от случайных совпадений, и рис.в при 120 нс, чтобы исключить случайные попадания шумов в интервале времени от начала окна и до появления лазерного сигнала. Измеренные величины 1 пикселя = 19,4 каналов АЦП,  $A_{\text{laser(irrad)}} = 870,3$  каналов АЦП : 19,4 = 44,8 пикселей,  $\text{PDE} = 44,8 \text{ пикселей} : 280 \text{ фотонов} = 16\%$  ( $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = 96,97\%$ ) позволяют наглядно наблюдать эффект радиационной деградации основных параметров облученного SiPM. Так, абсолютная PDE снизилась от 16,5% (паспорт НРК) до 16%, что соответствует в относительных потерях  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = 96,97\%$  (на 3,03% меньше, чем необлученный 100%).

На рис.35,а представлен амплитудный спектр шумов при  $V_{\text{OV}} = 2,36 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 61,2 \text{ В}$ ) для облученного SiPM типа S12571-015C на порядок большим флюенсом  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , чем на рис.34. Амплитудные спектры измерены в совпадении с синхроимпульсами запуска лазера при разной длительности окна совпадений: (рис.б) при 500 нс

и (рис. *в*) при 120 нс. Измеренные величины  $A_{\text{laser(irrad)}} = 492 : 19,4$  каналов АЦП = 25,4 пикселей,  $\text{PDE} = 25,4 \text{ пикселей} : 280 \text{ фотонов} = 9,0\%$  ( $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = 54,56\%$ ) позволяют наглядно наблюдать дальнейшую деградацию по сравнению с предыдущей точкой по флюенсу (см. рис. 34) основных параметров облученного SiPM. Так, абсолютная величина PDE снизилась от 16,5% (паспорт НПК) до 9,0%, что соответствует в относительных потерях  $\text{PDE}_{\text{relative/irrad}} = 54,5\%$  (на 45,5% меньше, чем необлученный 100%).

На рис. 36, *а* представлен амплитудный спектр шумов при  $V_{\text{ov}} = 3,0 \text{ В}$  ( $V_{\text{bd}} = 63,51 \text{ В}$ ) для облученного SiPM типа S12571-015C на порядок большим флюенсом  $\Phi_{\text{эKB}} = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , чем на рис. 35. Амплитудные спектры измерены в совпадении с синхроимпульсами запуска лазера при разной длительности окна совпадений: (рис. *б*) при 500 нс и (рис. *в*) при 120 нс. Измеренные величины  $A_{\text{laser(irrad)}} = 2954 : 24,2$  канала АЦП = 122,1 пикселей,  $\text{PDE} = 122,1 \text{ пикселей} : 6117 \text{ фотонов} \times 100\% = 2,0\%$  позволяют наблюдать монотонный эффект радиационной деградации основных параметров облученного SiPM. Так, абсолютная

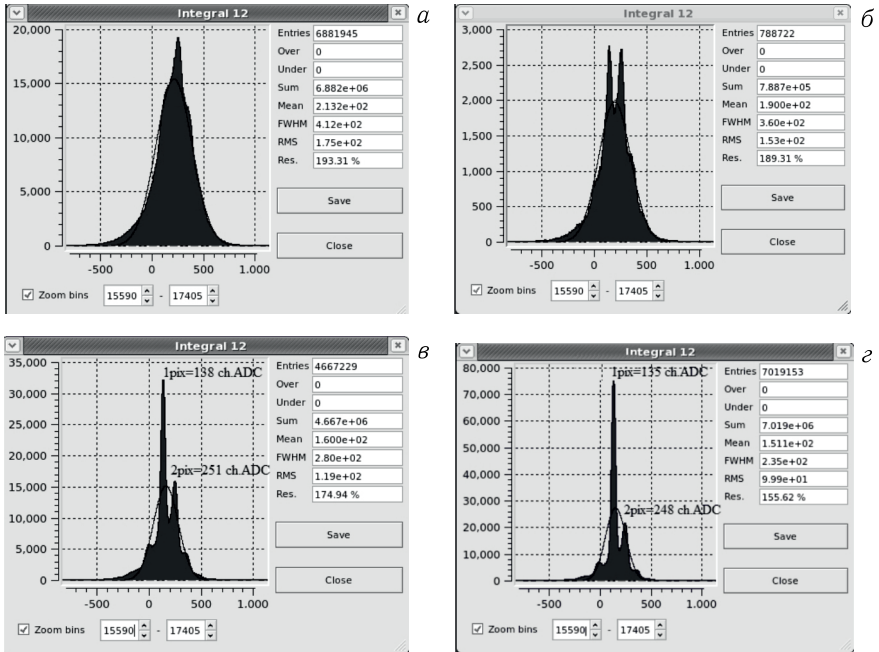


Рис. 37. Амплитудные спектры шумов облученного  $\Phi_{\text{эKB}} = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  SiPM-015C при разных значениях температуры: *а*)  $t = -45^\circ\text{C}$ ; *б*)  $t = -50^\circ\text{C}$ ; *в*)  $t = -55^\circ\text{C}$ ; *г*)  $t = -60^\circ\text{C}$ ; порог = 0,5 пикселя,  $V_{\text{ov}} = 2 \text{ В}$ , 1 канал АЦП = 1000  $e$ , 1 пиксель = 113 каналов АЦП

PDE снизилась от 22% (паспорт НРК при  $V_{ov} = 3$  В) до 2,0%, что соответствует в относительных потерях  $PDE_{relative/irrad} = (2 : 22\%) \times 100\% = 9,1\%$  (на 90,9% меньше, чем необлученный 100%).

На рис. 37 представлена эволюция амплитудных спектров шума при  $V_{ov} = 2$  В облученного SiPM-015С ( $\Phi = 1,7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) с понижением температуры в диапазоне температур от -45 до -60°C. Пиксельная структура шума начинает проявляться при понижении температуры («эффект воскрешения» — «Lazergus effect») и при температуре -50°C (рис. 37, б) наблюдаются пики термогенерационных шумов 1 пиксель и 2 пикселя. По положению пиков с амплитудами 1 пиксель и 2 пикселя (рис. 37, г) можно определить величину усиления  $M_{(\Phi)}$  для облученного ( $\Phi_{экр} = 1,7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) SiPM и сравнить с  $M_0$  необлученного фотоприемника, проверив корректность предположения о неизменности усиления от температуры и флюенса. В нашем случае цена одного пикселя и усиление сохранилось, 1 пиксель = 113 каналов АЦП, усиление  $M = 1,13 \cdot 10^5$  до и после облучения при  $V_{ov} = 2$  В. Можно заметить, сравнивая спектры на рис. 37, в и г, что отношение интенсивности пиков  $N_{1\text{ pixel}}/N_{2\text{ pixel}}$  падает с повышением температуры. Этот эффект может означать, что пик с амплитудой 2 пикселя определяется не только оптической наводкой (optical crosstalk), но и увеличением с ростом температуры (ростом тока  $I_{v(\Phi)}$ ) вероятности одновременного гейгер-разряда в двух разных пикселях от разных термогенерационных ( $e-h$ ).

## ВЫВОДЫ

- Величина объемного тока  $I_{v(\Phi_{экр})}$ , индуцированного радиационными дефектами в области пространственного заряда (ОПЗ) SiPM, линейно зависит от величины флюенса  $\Phi_{экр}$  быстрых нейтронов и величины объема ОПЗ, но не зависит от размеров пикселей при напряжении  $V_{op} = V_{fd} < V_{bd}$ . Значение тока  $I_{v(\Phi_{экр})}$  может быть снижено только за счет уменьшения объема ОПЗ (толщины эпитаксиального слоя, площади SiPM) и понижения температуры.
- Величина тока  $I_{v(\Phi_{экр})}$  облученных SiPM определяет их основные ( $F_{dark}$ ,  $I_d$ ,  $P_{расс}$ , шум  $\sigma$  PDE) параметры в рабочем гейгер-режиме при  $V_{op} > V_{bd}$ .
- Повысить радиационную стойкость SiPM *невозможно*, так как токовая константа повреждения кремния  $\alpha_I$  не зависит от типа проводимости, кристаллической ориентации и способа выращивания кристаллов (эпитаксиальных слоев) кремния (CzSi, CzMSi, FZ-Si, FZ(O)-Si, Epi-Si).
- В экспериментах с высокими радиационными нагрузками необходимо применять SiPM оптимального типа с учетом следующих параметров: чувствительная площадь/объем, усиление  $M$ , динамический диапазон измеряемых сигналов, величина напряжения пробоя  $V_{bd}$ , конструкция корпуса (отвод тепла от Si-кристалла).

- Эффект разогрева для SiPM фирмы HPK серий S12571-010C, S12571-015C, S13360-1325CS возникает при достижении величины тепловой мощности  $P_{\text{раcc}} > 20$  мВт/мм<sup>2</sup> и при температуре окружающей среды  $t = -30^\circ\text{C}$ .

- Величина шума облученных SiPM, измеряемая в пикселях  $\sigma$ , увеличивается с ростом трех основных параметров эксплуатации: температуры,  $V_{\text{OV}}$  и  $\Phi_{\text{ЭКВ}}$ .

- Значения  $A_{\text{Iaser}}$  и PDE облученных SiPM возрастают с понижением температуры и увеличением  $V_{\text{OV}}$  из-за роста величины  $\epsilon_{\text{Geiger}}$ .

- Уменьшение PDE с ростом флюенса для всех типов SiPM является самым нежелательным отрицательным эффектом. Так, для SiPM типа S12571-015C после облучения  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> уменьшение PDE происходит только на 3% относительно необлученного SiPM (100%), а после облучения  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 2,0 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> уменьшение PDE становится катастрофическим и составляет 90,9% (уменьшение в 10 раз), измерения проведены при  $V_{\text{OV}} = 3$  В и  $t = -30^\circ\text{C}$ .

- Зависимость сигнал/шум ( $S/N$ ) от  $V_{\text{OV}}$  для радиационно поврежденных SiPM имеет оптимальную область с максимумом, так как одновременно растут от  $V_{\text{OV}}$  и  $S$ , и  $N$ , но с разной скоростью.

- Восстановление дискретного спектра шума для SiPM-S12571-015C после облучения  $\Phi_{\text{ЭКВ}} = 1,7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> при понижении температуры до  $-60^\circ\text{C}$  позволяет прямым методом (цена 1 пикселя) измерить величину усиления  $M$ , которая не меняется от температуры и флюенса.

- Из трех типов SiPM, исследованных после облучения быстрыми нейтронами, наилучшие параметры сохраняет S12571-015C, так как у данного фотоприемника наибольшая геометрическая эффективность (feel factor) и оптимальный размер пикселя 15 мкм ( $\epsilon_{\text{Geiger}}$ , занятость).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kraner H. W., Ludlam T., Kraus D., Renardy J.* Miniaturization of High-Energy Physics Detectors. New York: Plenum Press, 1983.
2. *Borgeaud P., McEwen J. G., Rancoita P. G., Seidman A.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 211. P. 363.
3. *Xu C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2014. V. 762. P. 149–161.
4. *Leroy C., Rancoita P.-G.* Particle Interaction and Displacement Damage in Silicon Devices Operated in Radiation Environments // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 493–625.
5. *Lindstrom G. et al. (ROSE Collab.)* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 466. P. 308.
6. *Makarenko L. F. et al.* Elimination and Formation of Electrically Active Defects in Hydrogenated Silicon Particle Detectors Irradiated with Electrons // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 552. P. 77–81.
7. *Козлов В. А., Козловский В. В.* Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и  $\alpha$ -частицами // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35, вып. 7.



8. *Bellamy E. H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 339. P. 468.
9. *Chirikov-Zorin I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 456. P. 310.
10. *Voca G. et al.* Timing Resolution of a Plastic Scintillator Counter Read Out by Radiation Damaged SiPMs Connected in Series // Nucl. Instr. Meth. A. 2021. V. 999. P. 165173.
11. *Топко В. Л. et al.* Radiation Damage of Silicon Photomultipliers by Irradiated Fast Neutrons // Topical Workshop on Electronics for Part. Phys., Santiago de Compostela, Spain, Sept. 2–6, 2019.
12. *Orme D. et al.* Measurement of PDE of MPPC with Different Wavelengths of Light // Intern. Workshop on New Photon Detectors, Shinshu University, Matsumoto, Japan, June 24–26, 2009.
13. Сайт научно-экспериментального отдела автоматизации физических исследований ЛФВЭ. [afi.jinr.ru/ADCM](http://afi.jinr.ru/ADCM) (раздел об ADCM).
14. *Zamyatin N. I. et al.* Measuring Fluence of Fast Neutrons with Planar Silicon Detectors // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14, No. 5. P. 762–777.
15. *Cheplakov A. et al.* Large-Scale Irradiation Facility at the IBR-2 Reactor in Dubna // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 411. P. 330–336.