

И. Г. ЕРШ, А. Н. КОЛЕСНИКОВ  
(Новосибирск)

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ  
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ФЭУ С ПОСЛЕИМПУЛЬСАМИ

**Введение.** В дополнение к обычным требованиям для ФЭУ в режиме счета фотонов, таким, как наличие четко выраженного пика в амплитудном распределении одноэлектронных импульсов, плато счетной характеристики, небольшое число темновых импульсов, при применении ФЭУ в спектроскопии оптического смещения с корреляцией фотонов он должен иметь также хорошее временное разрешение и малое число послеимпульсов.

Источники послеимпульсов еще недостаточно изучены, однако можно выделить несколько типов обратной связи в ФЭУ, приводящей к образованию скоррелированных послеимпульсов: ионная обратная связь [1—4], оптическая обратная связь [3] и рентгеновский механизм [3, 4]. В объяснении послеимпульсных явлений нет единого мнения, конкретный источник послеимпульсов и тонкая структура их параметров определяются конструкцией прибора и режимом работы.

В данной работе приводятся результаты: а) теоретического рассмотрения статистических свойств аппаратной функции ФЭУ с учетом послеимпульсов в общем виде; б) экспериментального исследования возможности применения фотоумножителя ФЭУ-130 типа «квантакон» в спектроскопии оптического смещения с корреляцией фотонов. Выбор ФЭУ-130 обусловлен тем, что у него ожидалось амплитудное распределение одноэлектронных импульсов с четко выраженным одноэлектронным пиком (так как коэффициент размножения на первом фосфид-галлиевом диноде  $\geq 20$ ), а примененная конструкция диодной системы характеризуется малым разбросом времен пролета электронов на каскад.

**Аппаратная функция ФЭУ с ионным шумом.** Будем рассматривать ФЭУ с ионным шумом (с ионными послеимпульсами) как звено с некоторой случайной аппаратной функцией. Под аппаратной функцией понимается отклик ФЭУ на один фотоэлектрон, описываемый нами  $\delta$ -функцией. Случайный характер аппаратной функции определяется случайностью процесса размножения и времени пролета электронов и ионов.

В работах [5—7] исследуются свойства ФЭУ как линейного звена со случайной аппаратной функцией. Определим статистические свойства аппаратной функции ФЭУ с ионным шумом для следующей модели: в каждом каскаде электрон рождает ион на поверхности  $k$ -го динода ( $k = 1, N + 1$ ) с вероятностью  $q_k$ , ион на поверхности предыдущего динода (или на фотокатоде, если ион родился на первом диноде) рождает вторичные электроны со средним числом  $n_{k-1}$ . Среднее значение коэф-

коэффициента усиления на  $k$ -м каскаде  $m_k$ . Распределение времени пролета электрона через  $k$ -й каскад  $f_k(t)$ , распределение времени пролета иона  $\psi_k(t)$ . Предполагается, что рождение ионов не возмущает основного потока электронов; процессы рождения, размножения и времена пролета статистически независимы. Вторичными послеимпульсами, порожденными послеимпульсами, пренебрегаем.

Определим статистические свойства электронного потока, попадающего на анод в результате размножения одного фотоэлектрона.

Этот поток, описываемый последовательностью  $\delta$ -функций, разобьем на составляющие:

$$X(t) = \sum_{j_0} \delta(t - t_{j_0}) + \dots + \sum_{j_{N+1}} \delta(t - t_{j_{N+1}}),$$

где первый член соответствует основному потоку, а последующие — электронным потокам от ионов, родившихся соответственно на первом, втором и других диодах, а также на аноде (индекс  $k = N + 1$  относится к аноду). Время прихода электрона на анод определяется суммой времен пролета отдельных каскадов электронами — его предками — и ионом, если он имеется в «родословной» этого электрона. В силу независимости времен пролета отдельных каскадов распределение времени пролета всего прибора описывается соответствующей сверткой распределений:  $f_{0,N}(t) = f_0 \otimes \dots \otimes f_N(t)$  — распределение времени пролета электрона основного потока,  $f_{0,N} \otimes \psi_{k-1} \otimes f_{k-1}(t) = f_{0,N} \otimes \varphi_{k-1}(t)$  — распределение времени задержки послеимпульса от иона с  $k$ -го диода.

Для нахождения математического ожидания электронного потока усредним его реализацию по числу электронов и по временам пролета:

$$\mathcal{F}(t) = \langle X(t) \rangle = M f_{0,N} \otimes \left\{ \delta(t) + \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \varphi_{k-1}(t) \right\},$$

где  $M = \prod_{i=1}^N m_i$  — среднее значение коэффициента усиления ФЭУ без шума;  $\alpha_k = q_k n_{k-1}$ . Обозначив через  $\tilde{f}_k(\omega)$  и  $\tilde{\varphi}_k(\omega)$  спектры Фурье функций  $f_k(t)$  и  $\varphi_k(t)$  соответственно, получим выражение для спектра Фурье математического ожидания аппаратной функции:

$$\tilde{\mathcal{F}}(\omega) = M \prod_{i=1}^N \tilde{f}_i(\omega) \left( 1 + \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1}(\omega) \right) = M \tilde{f}_{0,N}(\omega) \left( 1 + \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \varphi_{k-1}(\omega) \right).$$

Определим спектр мощности электронного потока:

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \langle |\tilde{X}(\omega)|^2 \rangle = \left\langle \left| \sum_{k=0}^{N+1} \sum_{j_k} e^{i\omega t_{j_k}} \right|^2 \right\rangle = S_0(\omega) + S_1(\omega) + S_{0,1}(\omega) + \\ &+ S_{1,1}(\omega) = \left\{ M + \sum_{k=1}^N a_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \right\} + \sum_{i=1}^{N+1} \left( \alpha_i M + \alpha_i^2 \sum_{k=1}^{i-1} a_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \times \right. \\ &\times |\tilde{\varphi}_{i-1}(\omega)|^2 + q_i (\bar{n}_{i-1}^2 - n_{i-1}) b_i |\tilde{f}_{i-1,N}(\omega)|^2 + \alpha_i \sum_{k=i}^N a_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \Big) + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1}(\omega) \left( \sum_{i=1}^{k-1} a_i |\tilde{f}_{i,N}(\omega)|^2 + b_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \right) \right\} + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1}(\omega) \sum_{j=k+1}^{N+1} \alpha_j \tilde{\varphi}_{j-1}^*(\omega) \left( \sum_{i=1}^{k-1} a_i |f_{i,N}(\omega)|^2 + b_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \right) \right\}, \end{aligned}$$

где  $a_k = m_1 \dots m_{k-1} (\bar{m}_k^2 - m_k) m_{k+1}^2 \dots m_N^2$ ,  $b_k = m_1 \dots m_k m_{k+1}^2 \dots m_N^2$ . Совершая обратное преобразование Фурье, можно получить выражение для корреляционной функции одноэлектронного отклика

$$K(\tau) = K_0(\tau) + K_1(\tau) + K_{0,1}(\tau) + K_{1,1}(\tau).$$

Корреляционная функция, как нетрудно видеть, имеет следующие составные части:  $K_0(\tau)$  — корреляционная функция основного потока с максимумом при  $\tau = 0$ , т. е. корреляционная функция одноэлектронного отклика ФЭУ без шума;  $K_1(\tau)$  — сумма корреляционных функций последовательных потоков с максимумами при  $\tau = 0$  (часть корреляционной функции соответствует электронным парам, содержащим в родословной ионы, которые родились на одном диоде, и имеет второй порядок малости по  $q$ , другая часть корреляционной функции соответствует электронным парам, имеющим в родословной один и тот же ион — первый порядок малости по  $q$ );  $K_{0,1}(\tau)$  — функция корреляции последовательных и основного потоков с максимумами при  $\tau \cong \pm T_0, T_1, \dots, T_N$ , где  $T_i$  — точки, доставляющие максимум функциям  $\varphi_i(t)$  (все слагаемые первого порядка малости по  $q$ );  $K_{1,1}(\tau)$  — функция корреляции последовательных потоков друг с другом (составляющие слагаемые достигают максимума при  $\tau \cong (T_i - T_j)$  ( $i, j = 0, N; i \neq j$ ) и имеют второй порядок малости по  $q$ ).

Проведем некоторые упрощения и получим оценочные выражения, пользуясь тем, что характерные времена задержки ионов много больше времени пролета через ФЭУ, и пренебрегая членами второго порядка малости по  $q$  ( $q \ll 1$ ):

$$S(\omega) \cong S_0(\omega) + \sum_{i=1}^{N+1} \left( \alpha_i M + q_i (\overline{n_{i-1}^2} - n_{i-1}) b_i |\tilde{f}_{i-1,N}(\omega)|^2 + \alpha_i \sum_{k=i}^N a_k |\tilde{f}_{k,N}(\omega)|^2 \right) + 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1}(\omega) \left( \sum_{i=1}^{k-1} a_i + b_k \right) \right\}.$$

Для ФЭУ с полностью идентичными каскадами в пренебрежении разброса времен пролета электронов по сравнению с временами задержки последовательных ионов и в предположении пуассоновской статистики процессов размножения имеем

$$\tilde{\mathcal{F}}(\omega) \simeq M[1 + \alpha(N+1)\tilde{\varphi}(\omega)],$$

$$S(\omega) \simeq D^2[1 + \alpha(n + m/(m-1))] + 2\alpha(N+1)D^2 \operatorname{Re}\{\tilde{\varphi}(\omega)\},$$

$$K(\tau) \simeq D^2[1 + \alpha(n + m(m-1))\delta(\tau) + \alpha(N+1)D^2\varphi(|\tau|)],$$

где  $D^2 = M^2(m/(m-1))(1 - m^{-N}) \cong M^2m/(m-1)$ .

На выходе ФЭУ дискретный электронный поток преобразуется выходным радиотехническим звеном с весовой функцией  $h(t)$  в непрерывный сигнал. Таким образом, получаем математическое ожидание аппаратной функции ФЭУ с шумом и его спектр:

$$G(t) = \mathcal{F} \otimes h(t) = M f_{0,N} \otimes \left\{ \delta + \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1} \right\} \otimes h(t),$$

$$\tilde{G}(\omega) = \tilde{\mathcal{F}}(\omega) \tilde{h}(\omega) = M \tilde{f}_{0,N}(\omega) \left( 1 + \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \tilde{\varphi}_{k-1}(\omega) \right) \tilde{h}(\omega),$$

а также спектр мощности и корреляционную функцию одноэлектронного отклика

$$Q(\omega) = S(\omega) |\tilde{h}(\omega)|^2,$$

$$R(\tau) = K \otimes h \oplus h(\tau),$$

где

$$h \oplus h(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) h(t + \tau) dt.$$

В случае необходимости по предлагаемой методике может быть построена модель для ФЭУ с другой структурой ионного шума, рождаю-

щегося на поверхности динодов, а также для ФЭУ с оптической обратной связью. Для случая объемного рождения тоже можно построить модель, введя условные распределения для некоторых случайных величин. Задачу облегчает тот факт, что время пролета иона мало зависит от места его рождения [1, 2].

Исследуем статистические свойства выходного сигнала ФЭУ, порожденного стационарным потоком фотоэлектронов.

Определим спектр мощности выходного сигнала ФЭУ от фотоэлектронного потока, характеризуемого некоторой корреляционной функцией (которая определяется статистикой светового излучения). Будем рассматривать достаточно редкие потоки фотоэлектронов, дающие не перекрывающиеся импульсы на выходе.

Представим реализацию  $y(t)$  в виде временной последовательности одноэлектронных откликов  $y(t) = \sum_i z(t - t_i)$  и получим после усреднения и предельного перехода спектр мощности выходного сигнала ФЭУ  $H(\omega)$  при подаче на вход стационарного потока фотоэлектронов интенсивности  $\lambda$  со спектром мощности  $H_0(\omega)$ :

$$H(\omega) = H_0(\omega)|G(\omega)|^2 + \lambda(Q(\omega) - |G(\omega)|^2). \quad (1)$$

ФЭУ преобразует корреляционную функцию входного потока как линейное звено с весовой функцией, определяемой математическим ожиданием одноэлектронного отклика, и, кроме того, дает некоторую аддитивную добавку в силу случайного характера одноэлектронного отклика ФЭУ:  $\lambda(Q(\omega) - |G(\omega)|^2)$ .

Частным случаем потока фотоэлектронов является стационарный рекуррентный поток с распределением интервала времени  $\tau$  между вылетами двух последовательных электронов  $r(\tau)$ , не зависящим от текущего времени и от предыдущих интервалов.

Подставляя спектральную плотность рекуррентного потока [8] в (1), получим спектр мощности выходного сигнала ФЭУ от рекуррентного потока фотоэлектронов:

$$H(\omega) = \lambda Q(\omega) + 2\lambda \text{Re}\{\tilde{r}(\omega)/(1 - \tilde{r}(\omega))\}|G(\omega)|^2.$$

На практике исследуют корреляционную функцию некоторым образом видоизмененных выходных импульсов ФЭУ. Рассмотрим корреляционную функцию для следующего типа сигналов: за каждым основным импульсом детерминированной формы  $g(t)$  с вероятностью  $p$  следует послепулс формы  $g(t)$  и распределением времени задержки  $\varphi(\tau)$ . Основные импульсы образуют поток Пуассона. Это соответствует унификации всех выходных импульсов ФЭУ, превышающих некоторый порог при слабой интенсивности падающего излучения. Квадрат математического ожидания спектра преобразованного одноэлектронного отклика, очевидно, имеет следующий вид:

$$|G(\omega)|^2 = |1 + p\tilde{\varphi}(\omega)|^2|\tilde{g}(\omega)|^2, \quad (2)$$

а спектр мощности преобразованного одноэлектронного отклика —

$$Q(\omega) = (1 + 2p \text{Re}\{\tilde{\varphi}(\omega)\} + p^2)|\tilde{g}(\omega)|^2. \quad (3)$$

Подставив (2) и (3) в (1), получим спектр мощности выходного преобразованного потока

$$K(\omega) = (\lambda(1 + p^2) + 2\lambda p \text{Re}\{\tilde{\varphi}(\omega)\} + \lambda^2(1 + p)^2\delta(\omega))|\tilde{g}(\omega)|^2$$

и его корреляционную функцию

$$K(\tau) = \lambda(1 + p^2)g \oplus g|\tau| + \lambda p \varphi \otimes g \oplus g|\tau| + \lambda^2(1 + p)^2.$$

Если ширина импульса  $g(t)$  много меньше характерных времен задержки, то

$$K(\tau) = \lambda(1 + p^2)\delta(\tau) + \lambda p\varphi(|\tau|) + \lambda^2(1 + p)^2. \quad (4)$$

Таким образом, мы получили выражения для корреляционной функции скорости счета выходных импульсов. В действительности обычно измеряют корреляционную функцию числа импульсов на интервалах выборки, что соответствует свертке корреляционной функции интенсивности выходного потока с автосверткой интервала выборки. Когда интервал выборки  $T$  много меньше характерных времен задержки послеимпульса, корреляционная функция числа импульсов на интервале накопления определяется выражением

$$K_T(\tau) = \lambda_T(1 + p^2)\delta(\tau) + \lambda_T p\varphi(|\tau|) + \lambda_T^2(1 + p)^2, \quad (5)$$

где  $\lambda_T = \lambda T$  — среднее число импульсов на интервале выборки  $T$ .

Для случая нескольких послеимпульсов с вероятностями их появления  $p_i$  ( $p_i \ll 1$ ,  $\sum_i p_i \leq 1$ ) и распределениями времен задержки  $\varphi_i(\tau)$  получаем естественное обобщение

$$K_T(\tau) = \lambda_T \left(1 + \sum_i p_i^2\right) \delta(\tau) + \lambda_T \sum_i p_i \varphi_i(|\tau|) + \lambda_T \sum_{\substack{i, j \\ i \neq j}} p_i p_j \varphi_i \oplus \varphi_j(\tau) + \\ + \lambda_T^2 \left(1 + \sum_i p_i\right)^2 \cong \lambda_T \delta(\tau) + \lambda_T \sum_i p_i \varphi_i(|\tau|) + \lambda_T^2 \left(1 + \sum_i p_i\right)^2. \quad (6)$$

Методика и результаты экспериментальной оценки влияния послеимпульсов на корреляционную функцию одноэлектронного потока импульсов ФЭУ. Анализ формул (5), (6) показывает, что влияние коррелированных послеимпульсов особенно сильно сказывается при низких скоростях счета ( $\lambda_T^2 \ll 1$ ). Действительно, в этом случае в выражении для корреляционной функции числа импульсов, нормированной на член  $\lambda_T^2(1 + p)^2$ ,

$$K(\tau) = \delta(\tau)/\lambda_T + 1 + p\varphi(\tau)/\lambda_T(1 + p)^2$$

даже при очень малой вероятности появления послеимпульса  $p$  член  $s\varphi(\tau)$  может стать определяющим. Поэтому при работе с ФЭУ в СКФ необходимо иметь экспериментальные оценки для  $p$  и зависимости  $\varphi(\tau)$ . Их можно получить, измеряя корреляционную функцию числа фотоотсчетов при освещении ФЭУ постоянным светом, когда поток фотоэлектронов с фотокатода является пуассоновским.

Исследование временных корреляций в потоке одноэлектронных импульсов проводилось на экспериментальной установке, блок-схема которой приведена на рис. 1.

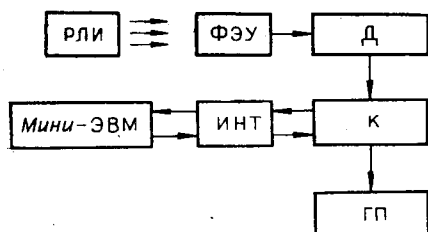


Рис. 1.

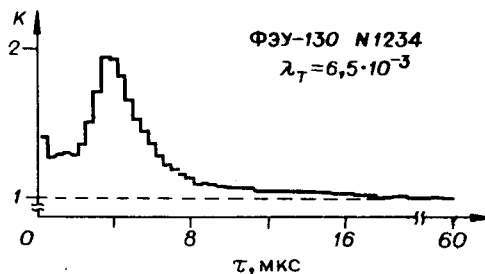


Рис. 2.

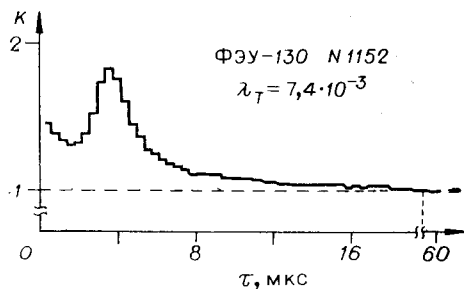


Рис. 3.

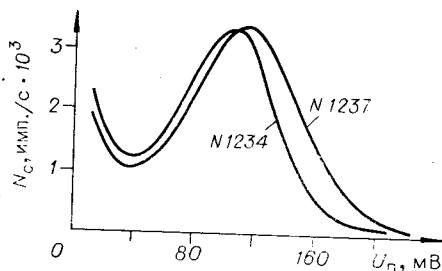


Рис. 4.

Чтобы получить пуассоновский поток фотоэлектронов, являющийся «пробным» в нашей задаче, фотокатод ФЭУ освещался ослабленным светом радиолюминесцентного источника (РЛИ), имеющего высокую временную и температурную стабильности. Импульсы с анода ФЭУ усиливались токовым предусилителем (полоса пропускания 100 МГц, коэффициент передачи 10 мВ/мкА), размещенным в общем с ФЭУ экране, затем поступали на дискриминатор (Д) с регулируемым в пределах от 10 до 300 мВ порогом дискриминации и временным разрешением 10 нс. Стандартизованные по амплитуде и длительности (+3 В, 25 нс) импульсы подавались на вход 55-канального цифрового коррелятора (К), который вычислял корреляционную функцию числа импульсов по алгоритму с одноканальной привязкой [3]. При выполнении условия  $\lambda_T \ll 1$  различием между истинной корреляционной функцией и корреляционной функцией, вычисленной по алгоритму с одноканальной привязкой, можно пренебречь. Цифровой коррелятор выполнен на ТТЛ-микросхемах, минимальная задержка между каналами 50 нс, емкость интегрирующего счетчика каждого канала  $2^{17}$ . Информация, накопленная в корреляторе, вводится в мини-ЭВМ через интерфейсный модуль (ИНТ) и обрабатывается в соответствии с программой. Следить за накоплением корреляционной функции в корреляторе можно по экрану дисплея, а накопленную корреляционную функцию можно вывести на графопостроитель (ГП). Общее число импульсов на входе коррелятора за время измерения регистрируется счетчиком.

Практически измерения корреляционной функции проводились для четырех экземпляров ФЭУ-130 при значениях коэффициента умножения  $M = 0,5 \cdot 10^6$ ,  $10^6$  и  $3 \cdot 10^6$ . Уровень дискриминации выбирался равным среднему значению амплитуды одноэлектронных импульсов, а скорость счета одноэлектронных импульсов 2500 имп./с (т. е.  $\lambda_T = 10^{-3}$  при  $T = 0,4 \cdot 10^{-6}$  с).

Для всех ФЭУ-130 обнаружены отклонения измеряемой корреляционной функции от прямой  $K_T(\tau) = \lambda_T^2$  (предсказываемой для пуассоновского потока при  $\tau > 0$ ), обусловленные послеимпульсами.

На рис. 2 и 3 приведены типичные кривые корреляционных функций числа импульсов, полученные при  $M = 3 \cdot 10^6$ .

Отклонение от прямой, обусловленное членом  $\lambda_T r \varphi(\tau)$  в уравнении (5), максимально при времени задержки  $\tau \approx 3,8$  мкс и исчезает при  $\tau \approx 15$  мкс. Максимум четко выражен и приблизительно соответствует времени пролета ионом водорода промежутка первый диод — фотокатод, вычисленному по методике, изложенной в [1]. Поэтому можно предположить, что основной причиной образования послеимпульсов являются ионы водорода, десорбированные с первого диода под действием фотоэлектронов. При уменьшении уровня дискриминации начинает проявляться второй максимум при  $\tau \approx 1,6$  мкс, что, по-видимому, является проявлением послеимпульсов, рожденных на поверхности второго диода.

Номер ФЭУ	Вероятность появления послепимпульсов, $p$			Номер ФЭУ	Вероятность появления послепимпульсов, $\mu$		
	$M=0,5 \cdot 10^6$	$M=10^6$	$M=3 \cdot 10^6$		$M=0,5 \cdot 10^6$	$M=10^6$	$M=3 \cdot 10^6$
1152	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	1212	$5 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-2}$
1174	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	1234	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$

В таблице приведены экспериментальные значения вероятности появления послепимпульсов (доля их в общем числе зарегистрированных импульсов) в зависимости от коэффициента умножения  $M_i$  для четырех ФЭУ. Наблюдается увеличение значений  $p$  в зависимости от  $M$ , обусловленное, по-видимому, ростом вероятности десорбции ионов с ростом энергии фотоэлектронов.

**Одноэлектронные характеристики ФЭУ-130.** Анализ амплитудных характеристик одноэлектронных импульсов проводился для трех ФЭУ-130, имевших плато счетной характеристики темновых шумов. Предварительно у исследуемых ФЭУ снимались счетные характеристики шумов и зависимость коэффициента усиления от напряжения питания. Плато на счетной характеристике шумов обнаружено у четырех из семи ФЭУ-130. На рис. 4 приведены дифференциальные амплитудные распределения одноэлектронных импульсов, полученные при помощи анализатора амплитуд АИ-128-11 для двух ФЭУ. Все исследованные экземпляры ФЭУ-130 в амплитудном распределении полезных сигналов имеют четкий пик, соответствующий одноэлектронным импульсам.

Временные характеристики одноэлектронных импульсов исследовались с помощью широкополосного осциллографа С1-75. На рис. 5 приведена фотография с экрана С1-75 многократно наложенных одноэлектронных импульсов с анода ФЭУ при нагрузке 50 Ом (одно деление 2 нс). Делитель напряжения паспортный, коэффициент усиления  $10^6$ . Неопределенность запуска осциллографа 0,5 нс. Изменениями звеньев делителя напряжения не удается существенно улучшить форму импульса. Однако, если спясть сигнал с последнего диода ФЭУ, применяя в последнем и предпоследнем звеньях делителя резисторы 0,5 и 1,8  $R$  соответственно (остальные паспортные), а на анод подать небольшое ( $-1,8$  В) отрицательное напряжение и на вывод предпоследнего диода надеть небольшое ферритовое колечко (для уменьшения «звена»), то форма одноэлектронных импульсов улучшается. Влияние схемы запуска осциллографа на форму импульсов было незначительным (контроль проводился импульсами той же амплитуды и длительности от стандартного генератора). На рис. 6 приведена фотография «потока» одноэлектронных импульсов при таком включении ФЭУ. Из сравнения рис. 5 и 6 видно, что длительность одноэлектронных импульсов по основанию изменялась с  $11 \pm 1$  нс до  $4 \pm 0,5$  нс, а время нарастания от 0,1 до 0,9 амплитуды —

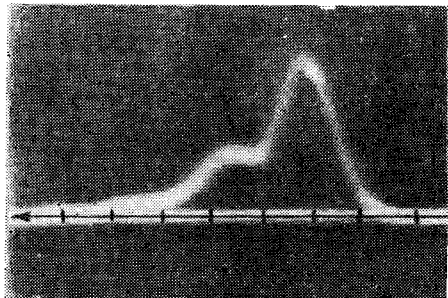


Рис. 5.

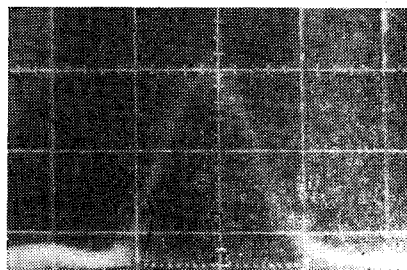


Рис. 6.

с  $2,5 \pm 0,2$  нс до  $1,8 \pm 0,2$  нс. Следовательно, при использовании ФЭУ-130 в схемах с повышенными требованиями по быстродействию сигнал предпочтительнее снимать с последнего диода.

**Заключение.** Математическая модель ФЭУ, приведенная в работе, позволяет учесть влияние послеимпульсов на аппаратную и корреляционную функции выходного сигнала ФЭУ и получить простые формулы для корреляционной функции числа импульсов, применимые для обработки экспериментальных результатов.

Из сравнения экспериментальных данных (см. рис. 2, 3, таблицу) с результатами измерений работ [1, 4] можно сделать вывод, что ФЭУ-130 по параметрам  $p$  и  $\varphi(\tau)$  близки к ФЭУ FW-130 фирмы ИТТ и лучше ФЭУ-87 и ФЭУ-51, исследованных в [1]. Однако необходимо заметить, что так как в работах [1, 4] указаны не коэффициенты умножения, при которых снимались характеристики послеимпульсов, а напряжения на делителе, то сравнение является корректным, если коэффициенты умножения при этом были порядка  $10^6$ . (Известно, что у различных экземпляров ФЭУ (даже одного типа) при одном и том же напряжении на делителе коэффициент умножения может различаться на порядок, поэтому сравнение необходимо проводить при одинаковом коэффициенте умножения).

При применении ФЭУ-130 в экспериментах с корреляцией фотонов при характерных временах исследуемых процессов, меньших 20 нс (время, при котором  $\varphi(\tau)$  обращается в нуль), послеимпульсы могут сильно исказить корреляционную функцию исследуемого сигнала, если скорость счета очень мала.

Пути минимизации послеимпульсов сводятся к отбору наиболее качественных экземпляров ФЭУ и выбору оптимального соотношения усиления ФЭУ и радиотехнического усилителя.

Авторы выражают благодарность В. М. Ефимову, А. М. Искольдскому и В. С. Соболеву за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глуховской Б. М., Ярошенко И. Ф. Послеимпульсы в фотоэлектронном умножителе.— Радиотехника и электроника, 1977, т. 22, № 4, с. 815.
2. Morton G. A., Smith H. M., Wasserman R. Afterpulses in Photomultipliers.— IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1966, vol. NS-14, p. 443.
3. Оливер С. Д. Методы корреляционной спектроскопии.— В кн.: Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов/Под ред. Г. Каминса и Э. Пайка. М.: Мир, 1978, с. 147.
4. Гетнер, Флинн. Оценка возможности использования ФЭУ в фотонной корреляционной спектроскопии.— Приборы для научных исследований, 1975, № 5, с. 89.
5. Donati S., Gatti E., Svelto V. An Equivalent Circuit for the Statistical Behaviour of the Scintillation Counter.— Nuclear Instruments and Methods, 1967, vol. 46, p. 165.
6. Выгон В. Г., Колосов Ю. А. Форма и энергетический спектр одноэлектронных импульсов тока ФЭУ.— Радиотехника и электроника, 1972, т. 17, № 11, с. 2403.
7. Ефимов В. М., Искольдский А. М. Модель аппаратной функции фотоприемника.— Автометрия, 1977, № 5, с. 104.
8. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969.

Поступила в редакцию 9 июля 1979 г.;  
окончательный вариант — 22 октября 1979 г.