

УДК 53.082.52;621.383

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИСТИК ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА  
КАЛИБРУЕМЫМ ФОТОЭЛЕКТРОННЫМ ТРАКТОМ

Е. С. САРКИСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР  
(Поступила в редакцию 20 июня 1988 г.)

Рассмотрена задача экспериментального определения моментов флуктуаций интегральной интенсивности слабого света с применением фотоэлектронного детектора. Установлены общие соотношения, задающие способ определения указанных моментов. Способ аналогичен известному линейному методу определения статистик фотоэлектронных отсчетов, но свободен от ряда недостатков последнего и предполагает использование света с известными флуктуациями для калибровки измерительного тракта. Для определенных экспериментальных условий сравнены отношения «сигнал/шум» предложенных измерений и метода фотоэлектронных отсчетов при определении второго относительного момента интегральной интенсивности света.

Во многих экспериментах в физике, биологии, химии, а также в ряде астрономических наблюдений информация о природе изучаемого объекта заключена в характере флуктуаций испущенного объектом света. Мощность принимаемого излучения часто столь мала ( $\approx 10^{-12}$  Вт), что должны использоваться высокочувствительные (малощумящие) фотоэлектронные умножители (ФЭУ), причем на выходе их возможно наблюдение импульсов тока от отдельных фотоэлектронов.

Ниже рассмотрены вопросы, касающиеся наиболее часто проводимых исследований флуктуаций интенсивности  $I(t)$  ( $t$  — время) света. Именно, рассмотрено определение (измерение) относительных моментов

интегральной интенсивности  $U_i = \int_{t_i}^{t_i+T} I(t') dt'$  света, детектируе-

мого ФЭУ в последовательности временных интервалов регистрации  $[t_i, t_i + T]$  ( $i = 1, 2, \dots$ ), где  $T$  — величина отдельного интервала — задает временное разрешение измерений. Измерения могут, как будет видно из дальнейшего, проводиться без знания эффективности преобразования света. При  $T$  много меньших времени корреляции измеренные величины имеют наиболее простое физическое толкование, т. к. в этом случае  $U_i = T \cdot I(t_i)$ . Обратное соотношение этих времен соответствует малоинформативным экспериментам. Как следует из [1]

$$\overline{U_i^m} / \overline{U_i}^m = n_i (n_i - 1) \dots (n_i - m + 1) / n_i^m \quad (m = 1, 2, \dots),$$

где  $n_i$  — число фотоэлектронных импульсов в  $i$ -ом интервале регистрации, а черта означает операцию усреднения по множеству. По этой формуле

можно вычислять оценки для моментов интегральной интенсивности, если известны статистики числа фотоотсчетов.

Для повышения временного разрешения измерений развит линейный метод определения статистик фотоотсчетов [3], лишенный эффектов мертвого времени. Этот метод требует калибровки измерительного тракта, состоящей в определении одноэлектронного (ОЭ) зарядового распределения используемого ФЭУ при достаточно слабой подсветке фотокатода. Это обстоятельство ограничивает объем выборки за заданное время калибровки при фиксированных прочих условиях, увеличивая статистическую погрешность измерений. В то же время известна зависимость ОЭ характеристик ФЭУ от загрузки [4, 5]. Поэтому в случаях, когда требуется с максимальным временным разрешением произвести определение статистик излучения при  $n_i \gtrsim 1$ , для приложимости данных калибровки интенсивность исследуемого потока ОЭ импульсов тоже должна быть уменьшена. Это опять ведет к увеличению статистической погрешности и требует введения в экспериментальную установку дополнительных, регулирующих интенсивность элементов. Далее, при получении ОЭ распределения вынужденно пропускается часть ОЭ импульсов, лежащих ниже порога регистрации [4, 6]. Такие импульсы дают, однако, вклад в подлежащий регистрации накопленный заряд (по методике [3]) при рабочем измерении. Это обстоятельство вводит дополнительную неопределенность в получаемые результаты и требует специального рассмотрения. Таким образом, калибровка установки путем регистрации заряда единичных ОЭ импульсов имеет определенные недостатки.

Целью настоящей работы является указание способа исследования флуктуаций интенсивности света, использующего аналогично [3] накопление заряда ФЭУ, но свободного от отмеченных выше недостатков. Делается это посредством установления соотношений, связывающих вероятностные характеристики выходного заряда ФЭУ и параметры, характеризующие свет, позволяющих определять статистики света без определения ОЭ характеристик ФЭУ, но используя для калибровки излучение с известной статистикой. Средняя интенсивность калибрующего источника может устанавливаться достаточно близкой к средней интенсивности исследуемого излучения. Рассмотрим измерительный тракт, в котором анодный ток используемого ФЭУ поступает в накопитель заряда (интегратор), управляемый последовательностью импульсов длительности  $T$  от тактового генератора. Результат интегрирования  $q_i$  далее вводится в вычислительное устройство (ВУ), которое производит над ним ряд преобразований вида  $S_i q_i^l$  (числа  $S_i$  и  $l$  определяются конструкцией ВУ) и усреднение преобразованных величин по достаточно большому множеству значений. Таким образом, описанному тракту соответствует преобразование множества значений интегральной интенсивности света  $\{U_i\}$  в множество  $\{q_i\}$  с последующей выдачей на выходе ВУ ряда величин  $S_i \bar{q}^l$  (для выбранных значений  $l$ ), могущих быть измеренными, например, вольтметром.

Предполагается, что ФЭУ работает в таком режиме, что имеет место линейное преобразование света, т. е.

$$\bar{q}_i = \eta \bar{U}_i, \quad (1)$$

где зарядовая эффективность детектирования  $\eta$  зависит как от величины приемной апертуры, так и от эффективности фотокатода.

Введем в рассмотрение множество  $\{S_i q_i^l\}$ , соответствующее некоторому постоянному  $U_i = U$ . Среднее  $S_i \bar{q}_i^l|_U$  для него зависит от  $U$ , т. е.

$$S_i \bar{q}_i^l|_U = f_i(U), \quad (2)$$

где  $f_i$  — некоторая функция, определяемая, в частности, механизмом преобразования света в заряд (фотоэффект, умножение фотоэлектронов). Представим  $f_i$  в виде степенного ряда  $f_i(U) = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} U^m$ , характеризуя теперь измерительный тракт коэффициентами  $a_{im}$ , и запишем

$$S_i \bar{q}_i^l|_U = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} U^m,$$

где отсутствует постоянный член ряда, т. к. мы полагаем, что при  $U_i = 0$  и  $q_i = 0$ . Тем самым, в данном рассмотрении мы пренебрегаем темновым током ФЭУ. При сравнимых темновом и сигнальном токах излагаемое верно, если под  $q_i$  понимать заряд, обязанный свету, освещающему фотокатод.

При реализации на входе тракта произвольных случайных  $U_i$  будет справедливо соотношение, получаемое из (2) дополнительным усреднением по вероятностям  $U_i$ , т. е. в этом случае (опуская для простоты индекс  $i$ )

$$S_i \bar{q}_i^l = \overline{\sum_{m=1}^{\infty} a_{im} U^m} = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} \overline{U^m}. \quad (3)$$

В нижеследующем мы воспользуемся также тем обстоятельством, что если два независимых источника с интегральными интенсивностями  $U_1$  и  $U_2$  порознь производят в интервалах регистрации заряды  $q_1$  и  $q_2$  соответственно, то заряд  $q$ , производимый при их совместном действии, имеет одинаковое с  $q_1 + q_2$  распределение, т. е., что верно, в соответствии с (3),

$$S_i \overline{(q_1 + q_2)^l} = S_i \bar{q}^l = \overline{f_i(U_1 + U_2)} = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} \overline{(U_1 + U_2)^m}. \quad (4)$$

Установим сначала ограничения на коэффициенты  $a_{2m}$ , вытекающие из одновременно действующих (для независимых источников) равенств (3) и (4).

$$\begin{aligned} \text{Имеем } S_2 \bar{q}_1^2 &= \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{U_1^m}, S_2 \bar{q}_2^2 = \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{U_2^m} \text{ и } S_2 \overline{(q_1 + q_2)^2} = \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{(U_1 + U_2)^m}. \end{aligned}$$

Отсюда, с учетом (1), следует

$$a_{22} = S_2 \eta^2 \text{ и } a_{2m} = 0 \quad \text{при } m \geq 3.$$

Таким образом, равенство (3) сводится в данном случае к

$$S_2 \bar{q}^2 = a_{21} \bar{U} + S_2 \eta^2 \bar{U}^2,$$

откуда для момента  $M_2 = \bar{U}^2 / \bar{U}$  имеем

$$M_2 = \bar{q}^2 / \bar{q} - a_{21} / (S_2 \eta \bar{q}).$$

Напишем это соотношение для калиброванного по статистике (именно, с известными относительными моментами  $\bar{U}^m / \bar{U}^m$ ) источника, отмечая здесь и далее соответствующие такому источнику величины индексом  $k$  и вычислим из него  $a_{21} / S_2 \eta$ . Имеем

$$a_{21} / (S_2 \eta) = \bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k$$

и, следовательно,

$$M_2 = \bar{q}^2 / \bar{q} - \bar{q}_k^2 / (\bar{q}_k \bar{q}) + M_{2k} \bar{q}_k / \bar{q}. \quad (5)$$

Формула (5) задает искомый способ определения оценок момента  $M_2$  из экспериментальных данных

Под  $U$  в вышеизложенном мы могли понимать и некоторый другой параметр, определяющий заряд на выходе ФЭУ, для которого справедливы соотношения типа (1)–(4). Таким параметром может быть, например, число  $n$  ОЭ импульсов на аноде ФЭУ в интервале регистрации (под функцией, фигурирующей в (2) можно в этом случае понимать некоторую представимую степенным рядом функцию, равную при целочисленных значениях аргумента величине  $S_2 \bar{q}_k |n$ ). Поэтому для чисел  $n$  автоматически верна формула, идентичная (5)

$$\bar{n}^2 / \bar{n} = \bar{q}^2 / \bar{q} - \bar{q}_k^2 / (\bar{q}_k \bar{q}) + (\bar{n}_k^2 / \bar{n}_k) \bar{q}_k / \bar{q}. \quad (6)$$

В частности, если  $n_k$  всегда равно единице, а именно это должно реализовываться при получении ОЭ распределения ФЭУ, то  $q_k$  имеет смысл ОЭ заряда  $q_0$  и из (6) следует, учитывая  $\bar{q} = \bar{n} \bar{q}_0$ ,

$$\bar{n}^2 = [q^2 - \bar{n} (\bar{q}_0^2 - \bar{q}_0)] / \bar{q}_0^2$$

в согласии с [3].

Если использовать формулы (3) и (4), написанные для  $S_3 \bar{q}^3$ , то аналогично получим соотношение для  $M_3 = \bar{U}^3 / \bar{U}$ ,

$$M_3 = \bar{q}^3 / \bar{q} - \bar{q}_k^3 / (\bar{q}_k \bar{q}) + 3 \bar{q}_k M_{2k} (\bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k) / \bar{q} + \\ + \bar{q}_k^2 M_{3k} / \bar{q} - 3 M_2 (\bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k) / \bar{q}. \quad (7)$$

\* Формула (7), переписанная для фотоотсчетов при ОЭ калибровке обнаруживает опечатку в [3].

При необходимости подобным образом могут быть получены и формулы для других моментов.

В качестве калибрующего удобно использовать тепловой источник, например, лампу накаливания, нужную интенсивность излучения которой легко подбирать током питания. При выборе одной поляризации такому источнику с лоренцевой линией полуширины  $\gamma$  соответствуют (см. [1]) первые моменты (при легко выполняемом на практике условии  $\gamma T \gg 1$ )

$$M_2 = 1 + (\gamma T)^{-1} + O(\gamma T)^{-2},$$

$$M_3 = 1 + 3(\gamma T)^{-1} + O(\gamma T)^{-2},$$

с большой точностью равные единице.

В качестве источника с нефлуктуирующей интенсивностью можно использовать и амплитудно-стабилизированный лазер.

Формулы (5) и (7) могут, очевидно, писаться и для моментов числа фотонов, попадающих в приемную апертуру во временном интервале регистрации. При проведении экспериментов по непосредственному определению фотонных статистик в качестве калибрующего источника может быть использован генератор заданного числа фотонов [2].

В общем случае для расчета отношения "сигнал/шум, (ОСШ) предлагаемых измерений необходимо привлекать весьма громоздкие формулы даже при принятом [4] упрощении — рассмотрении двухкаскадного ФЭУ. Поэтому здесь мы затронем вопрос ОСШ для измерения только  $M_2$ . Наибольший практический интерес представляет сравнение ОСШ для  $M_2$ , определяемого путем счета ОЭ импульсов

как  $\overline{n(n-1)}/\bar{n}^2 = M_{2c}$ , и путем накопления заряда этих же импульсов по формуле (5). Рассмотрение показывает, что при  $I(t)$  — стационарном эргодическом случайном процессе для довольно широкой области экспериментальных условий превалирующий вклад в дисперсии соответствующих оценок  $D(\hat{M}_{2c})$  и  $D(\hat{M}_2)$  дают дисперсии  $D(\bar{n}^2)$  и

$D(\bar{q}^2)$  оценок среднего квадрата числа ОЭ импульсов и их заряда соответственно. Эти условия сводятся к выполнению соотношения

$(1/\bar{n}_\tau) \bar{q}_0^2 / \bar{q}_0^2 \ll 1$ , где  $\bar{n}_\tau$  — число ОЭ импульсов за время  $\tau$  между интервалами регистрации, или, в случае  $\bar{n} \ll 1$ ,  $(1/\bar{n}_\tau) \bar{q}_0^2 / \bar{q}_0^2 \leq 1$ . В этом

случае для двух методов зависимость отношения ОСШ, равного  $[D(\hat{M}_2)/D(\hat{M}_{2c})]^{1/2}$ , от среднего числа  $\bar{n}_\phi$  фотоэмиссий в отсутствие темнового тока (кривые 1, 2) двухкаскадного ФЭУ и с учетом его (кривые 3, 4) для трехкаскадного ФЭУ приведена на рисунке. Для простоты расчетов использовано пуассоновское распределение для  $n_\phi$  (случай невыгодного сравнения для способа накопления заряда) и предположен один и тот же объем  $N$  выборок ( $N^{-1/2} \ll 1$ ) при счете импульсов и накоплении заряда во время рабочего и калибровочного измерений. Обычно калибровка может проводиться с большим объемом

выборки. Число  $x$  вторичных электронов на выходе динода ФЭУ считается подчиненным отрицательно-биномиальному распределению (см. [4])

$$P(x) = \left( \frac{\mu}{1+b\mu} \right)^x \frac{1(1+b) \cdots [1+(x-1)b]}{x!} P(0), \quad P(0) = (1+b\mu)^{-1/b}$$

со средним значением  $\mu$  и параметром  $b$ , зависящим от неоднородности умножения по рабочей поверхности динода.

Темновой ток учтен термоэлектронным шумом фотокатода ( $n_{шф}$  электронов за интервал регистрации) и приведенным динодным шумом ( $n_{шд}$  электронов с первого динода в том же интервале). Обе эти величины имеют пуассоновское распределение.

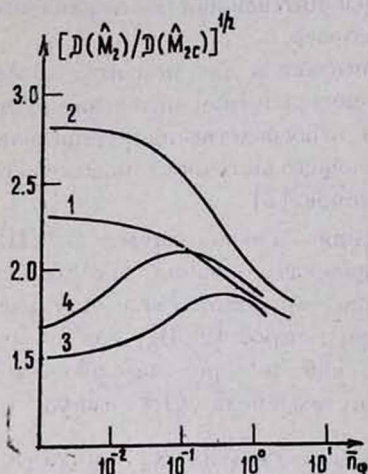


Рис. Зависимость отношения ОСШ двух методов от среднего числа фотоэмиссий  $\mu_1 = 6$ ,  $\mu_2 = 4$  (индексы относят данный параметр к соответствующему диноду);

1  $\rightarrow b_1 = b_2 = 0$ ; 2  $\rightarrow b_1 = b_2 = 0,1$ ; 3  $\rightarrow \bar{n}_{шф} = \bar{n}_{шд} = 10^{-1}$ ,  $b_1 = b_2 = b_3 = 0,1$ ,  $\gamma_{ф} = 0,9$ ,  $\gamma_{д} = 0,1$ ; 4  $\rightarrow \bar{n}_{шф} = \bar{n}_{шд} = 10^{-2}$ ;  $b_1 = b_2 = b_3 = 0$ ,  $\gamma_{ф} = 1,0$ ;  $\gamma_{д} = 0$  (идеализированный случай). Предположена идеальная регистрация фотоэмиссий: отсутствие пред- и послепульсных эффектов ФЭУ и эффектов мертвого времени регистрации.

Возможность амплитудной дискриминации анодных импульсов при счете учтена коэффициентами  $\gamma_{ф}$  и  $\gamma_{д}$  равными доле зарегистрированных начальных электронов от фотокатода и первого динода соответственно. В расчетах приняты численные значения параметров, отвечающие реализуемым на практике ситуациям. Кривые 3 и 4 (рисунок), учитывающие внутренний шум ФЭУ, в некотором интервале значений  $n_p$  лежат ниже кривых 1 и 2. Объясняется это тем, что в случае «без шума» флуктуации вычисляемой оценки  $\hat{q}^2$  «излишне» велики, т. к. они обязаны флуктуациям

двух компонент, соответствующих рабочему и калибрующему измерениям. Учет внутреннего шума ФЭУ в каждом из способов требует проведения еще одного дополнительного (шумового) измерения, причем соответствующее ухудшение ситуации оказывается более весомым для счета импульсов.

Описанный способ калибровки, легко видеть, нечувствителен к послепульсным (и предимпульсным) эффектам ФЭУ, требующим учета при наборе статистик методом счета (см., например, [7]), а также при проведении ОЭ калибровки.

Конкретизируем экспериментальные возможности измерительного тракта рассмотренного типа. Временное разрешение при исследовании непрерывного излучения имеет предел, обязанный требованию четкого обозначения (выделения) выхода ФЭУ от света на определенном временном

интервале. При электронном управлении ФЭУ решающим фактором является разброс времени пролета умножаемым зарядом отдельных участков структуры ФЭУ. Поэтому достижимы наносекундные разрешения, при управлении по фотокатоду и разрешения в десятки наносекунд при управлении только электронной схемой на аноде. Выделяя заряд, обремененный сверхкороткому ( $\leq 10^{-12}$  сек) световому импульсу, можно исследовать флуктуации энергии в последовательности импульсов.

Допустимая интенсивность света ограничена сверху требованием выполнения основного (для проведенного рассмотрения) равенства — формулы (1). Выбором электрического режима ФЭУ обычно просто соблюсти формулу (1) для интенсивностей, дающих  $10^6$  фотоэлектрон/сек при достаточном усилении ФЭУ. Значения  $\epsilon_{\text{ф}}$  при этом могут варьироваться от  $10^{-3}$  до величин много больших 1 в зависимости от  $T$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mehta C. L. в кн. Progress in Optics, vol. VIII. Amsterdam—London; North-Holland Publishing Company, 1970, с. 373.
2. Кляшник Д. Н. УФН, 152, 653 (1987).
3. Ареки Ф. Т. В кн. Квантовые флуктуации излучения лазера. Изд. Мир, М., 1974, с. 27—31.
4. Перцев А. Н., Писаревский А. Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. Атомиздат, М., 1971, с. 57—58, 14, 41.
5. Настич В. Н. Приборы и техника эксперимента, № 4, с. 152 1974.
6. Birenbaum L., Scarf D. B. Appl. Opt., 12, 519 (1973).
7. Short R., Mandel L. Phys. Rev. Lett., 51, 384 (1983).

## ԼՈՒՅՍԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱԼԻԲՐՎՈՂ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏՐԱԿՏԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ե. Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Նշված են լույսի վիճակագրության որոշման զծային մեթոդի թերությունները լափող տրակտի միաէլեկտրոնային կալիբրում օգտագործելիս: Բերված են ընդհանուր բանաձևեր, որոնք նախորոշում են լույսի վիճակագրության որոշման մի ձև, երբ կալիբրման համար օգտագործվու մէ ցանկացած, հայտնի ֆլուկտուացիաներ ունեցող լույս: Կատարված է ազդանշան/աղմուկ հարաբերությունների համեմատումը առաջարկված և ֆոտոնների հաշվման մեթոդի համար, երբ որոշվում է լույսի ինտեգրալ ինտենսիվության երկրորդ հարաբերական մոմենտը որոշակի փորձական պայմաններում:

## DETERMINATION OF LIGHT INTENSITY STATISTICS USING A GRADED PHOTOELECTRIC DETECTOR

E. S. SARKISYAN

Some weaknesses of the linear method for determination of light intensity statistics based on the measurements of single electron response of the detector are pointed out. General formulas are derived, which specify the procedure of statistical characteristics determination making use of light with known fluctuations. Under definite experimental conditions, the signal-to-noise ratios for the proposed and for the photon counting technique are compared for determination of the second relative moment of the integral intensity of light.