

АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОПРИЕМНИКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИФОТОННОГО ПОЛЯ

А.А.Малыгин, А.Н.Пенин, А.В.Сергиенко

Совместное воздействие монохроматического потока фотонов накачки и квантовых шумов на нецентросимметричную среду приводит в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) к появлению строго коррелированных во времени пар фотонов. Наличие поля таких фотонных пар (бифотонов) позволяет создать принципиально новый метод определения абсолютного значения квантовой эффективности фотоприемников [1 – 3].

Наличие в среде с отличной от нуля квадратичной восприимчивостью квантовых шумов приводит к появлению рассеянного поля в широком спектральном диапазоне. Фотоны в параметрически связанных модах поля (для которых выполняются условия

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2; \quad \hbar\mathbf{k}_0 = \hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2; \quad (1)$$

где индекс "0" относится к фотонам накачки, а индексы "1" и "2" – к фотонам вторичного излучения, $\hbar\omega$ – энергия фотона, $\hbar\mathbf{k}$ – его импульс) появляются только парами. Задержка момента вылета одного из фотонов в бифотоне из нелинейной среды относительно момента вылета второго Δt определяется оптическими путями фотонов до границы среды; при отсутствии заметного поглощения на частотах $\omega_0, \omega_1, \omega_2$ и размерах образца порядка нескольких сантиметров $\Delta t \leq 10^{-12}$ сек и для большинства фотоприемников является несущественной. Вероятность же одновременного появления двух фотонов в одной моде при малых мощностях накачки пренебрежимо мала. Такие жестко связанные попарно фотоны позволяют проводить абсолютную безэталонную калибровку чувствительности фотоприемников. (Метод может быть использован для абсолютной калибровки фотоприемников как в видимом, так и в ИК и УФ диапазонах).

Принцип метода заключается в следующем. Пусть приемник 1 регистрирует поток фотонов N_1 с энергиями $\hbar\omega_1$, а приемник 2 — поток фотонов N_2 с энергиями $\hbar\omega_2$. Число импульсов фотоотсчетов с каждого из приемников будет, соответственно равно

$$M_1 = \eta_1 N_1; \quad M_2 = \eta_2 N_2, \quad (2)$$

где η_1 и η_2 — квантовые эффективности детекторов. Если импульсы с фотоприемников попадают на схему совпадений, то число импульсов совпадений при этом будет равно

$$M = \eta_1 \eta_2 N = \eta_1 \eta_2 N_1 = \eta_1 \eta_2 N_2, \quad (3)$$

где N — число пар фотонов, которое в случае бифотонного поля в точности равно числу фотонов, попадающих на каждый фотоприемник. Из (2) и (3) следует, что значение η одного приемника можно определить по числу импульсов совпадений и числу фотоотсчетов другого

$$\eta_1 = \frac{M}{M_2}; \quad \eta_2 = \frac{M}{M_1}. \quad (4)$$

При этом параметры второго, опорного, канала на результаты измерений влиять не должны, а величина η включает в себя в виде произведения коэффициенты пропускания оптических элементов измеряемого канала и кристалла, которые могут быть измерены независимо.

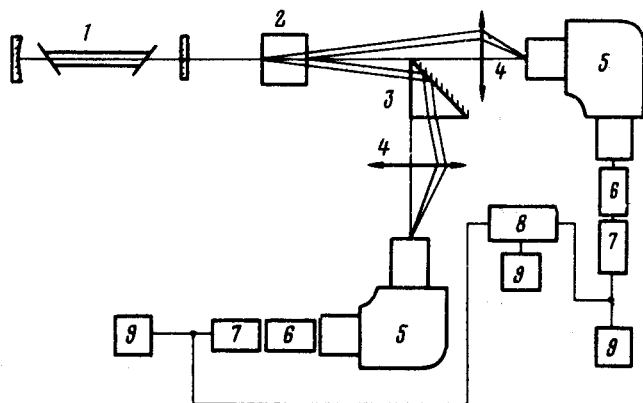


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки для проведения абсолютной калибровки фотоприемников: 1 — He — Cd-лазер, 2 — кристалл, 3 — поворотная призма с зеркальным напылением, 4 — объективы, 5 — спектрографы ИСП-51, 6 — фотоэлектронные умножители, 7 — скоростные усилители, 8 — схема совпадений, 9 — счетчики.

Измерение квантовой эффективности фотоприемников (фотоэлектронных умножителей типа ФЭУ-79 и ФЭУ-51) проводилось на двухканальной установке, блок-схема которой приведена на рис.1. Источником накачки служил лазер на парах кадмия с мощностью излучения 5 мВт на дли-

не волны 325 нм. Бифотонное поле появлялось при СПР в кристалле иодата лития. Ориентация кристалла выбиралась такой, чтобы при вырожденном режиме рассеяния ($\omega_0 \approx 2\omega_1 \approx 2\omega_2$) углы рассеяния составляли $1 - 3^\circ$. Параметрический преобразователь обеспечивал поток бифотонов 10^6 пар/сек в спектральную полосу 0,1 нм в весь телесный угол. Число мод поля, регистрируемых приемными системами определялось угловой шириной перестроечной кривой параметрического рас-

сеяния (кривой максимумов, определяемых из условия $\left. \frac{dp}{d\theta} \right|_{\omega_1, \omega_2} = \text{const} = 0$, где P — интенсивность рассеянного излучения, θ — угол рассеяния), которая не превышала величины 30° и спектральными ширинами полос пропускания приемных систем, которые могли варьироваться в пределах 0,03 — 2,00 нм. Электронные системы обработки сигналов с фотоприемников были полностью идентичны и состояли из самого детектора излучения (фотоэлектронного умножителя), широкополосного усилителя с полосой пропускания 280 — 300 МГц, скоростного дискриминатора-формирователя, электронных счетчиков импульсов. Одновременно импульсы поступали на схему совпадений. После дискриминатора-формирователя длительность импульсов, жестко связанных с моментами попадания фотонов на фотокатод, не превышала 10 — 12 нсек при фронте — 3 — 4 нсек; собственное разрешающее время схемы совпадений составляло около 3 нсек, с учетом же длительности входных импульсов время разрешения в экспериментах было равно 4 — 5 нсек. Значительное превышение временного разрешения системы над средним временем между моментами появления бифотонов позволяло не учитывать поправок, связанных с возможностью одновременного попадания двух бифотонов в приемную систему.

Проведенные измерения показали надежность использованного принципа калибровки и малую чувствительность результатов к ряду параметров установки (пропускание опорного канала, интенсивность накачки). Было получено, что величина η меняется не более, чем на 1% при более, чем двухкратном изменении интенсивности накачки. Также не сказывались на результатах измерений замены ФЭУ в опорном канале на ФЭУ с другими значениями интегральной чувствительности. В пределах ошибки измерений не влияло на результаты введение в опорный канал светофильтров, ослаблявших излучение в несколько раз. Введение же фильтра с калиброванным пропусканием приводило к строго пропорциональному уменьшению η .

Измерение корреляционной функции совпадений от точности настройки приемных систем на регистрацию параметрически сопряженных фотонов показало необходимость расширения полосы пропускания калибруемого канала по сравнению с опорным. На рис.2 приведены две кривые, отображающие зависимость измеренной величины η от точности частотной настройки $\Delta\omega = (\omega_0 - \omega_1) - \omega_2$ при двух соотношениях между их спектральными ширинами. Кривая 1 получена при их равенстве, кривая 2 — в случае, когда ширина калибруемого канала в два раза больше ширины опорного. Из рисунка видно, что во втором случае требования к точности частотной настройки могут быть снижены.

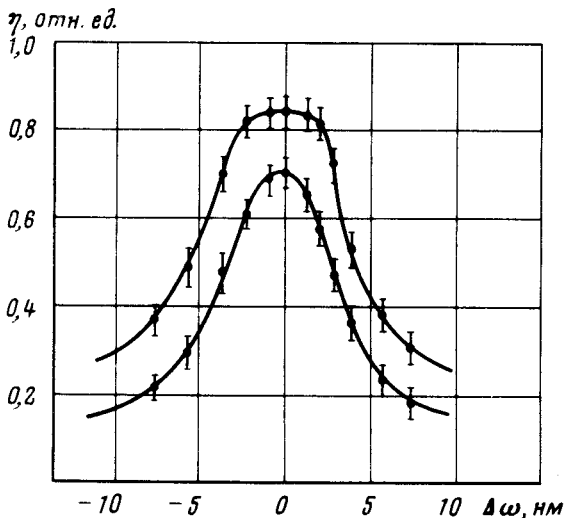


Рис.2. Зависимость измеренного значения η от частотной расстройки каналов 1 и 2 $\Delta\omega$ при равных спектральных полосах пропускания каналов (кривая 1) и при ширине калибруемого канала вдвое большей, чем в опорном канале (кривая 2)

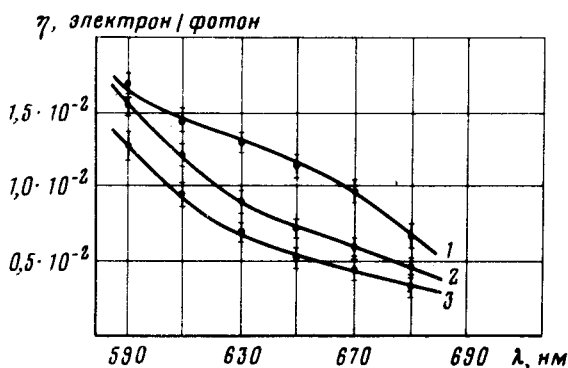


Рис.3. Экспериментально полученные спектральные зависимости квантовой эффективности трех экземпляров ФЭУ-79: 1 — интегральная чувствительность ФЭУ $S_{\Sigma} = 306 \text{ мкА/лм}$, 2 — $S_{\Sigma} = 210 \text{ мкА/лм}$, 3 — $S_{\Sigma} = 143 \text{ мкА/лм}$

Широкополосность рассеянного излучения при параметрическом рассеянии дала возможность определять абсолютное значение квантовой эффективности в некотором спектральном диапазоне. На рис.3 приведены кривые спектральной зависимости $\eta(\omega)$ для трех экземпляров ФЭУ-79 с различными паспортными значениями интегральной чувствительности.

Полученные результаты, во-первых, подтвердили правильность представлений о природе поля, появляющегося в процессе спонтанного параметрического рассеяния и, во-вторых, показали возможность создания на основе бифотонного поля приборов для измерения абсолютного значения квантовой эффективности.

Московский
государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
16 февраля 1981 г.

Литература

- [1] Д.Н.Клышко. Квантовая электроника, 4, №5, 1977.
- [2] Д.Н.Клышко. Квантовая электроника, 7, №9, 1980.
- [3] Д.Н.Клышко. Фотоны и нелинейная оптика, М., изд. Наука, 1980, стр. 138.