

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

535.24 + 530.145

ПЕРСПЕКТИВЫ КВАТОВОЙ ФОТОМЕТРИИ*Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	653
2. Естественные фотометрические единицы	654
3. Параметрическое рассеяние света	656
4. Измерение эффективности фотодетекторов	658
5. Измерение спектральной яркости	662
6. Заключение	664
Список литературы	665

Основные эталоны должны быть непосредственно доступны всем научным работникам и инженерам.

*А. Кук*¹

1. ВВЕДЕНИЕ

Важным разделом современной метрологии является квантовая метрология (см., например,^{1,2}), ставящая своей задачей разработку новых единиц измерения физических величин и соответствующих им эталонов, основанных на фундаментальных квантовых закономерностях.

Однако в фотометрии квантовые методы не нашли до сих пор широкого применения. Это обстоятельство представляется некоторой исторической аномалией — ведь именно с измерения спектральной плотности оптического излучения и началась почти сто лет назад квантовая эпоха физики. Казалось бы, световые кванты Эйнштейна уже давно должны были стать естественными единицами для измерения энергии света. Этого, однако, не произошло, по всей видимости, из-за отсутствия подходящих методов реализации соответствующих эталонов.

Открытие в 1967 г. эффекта параметрического рассеяния света (ПР) *) в пьезокристаллах (см., например,³) дало довольно неожиданно сразу два удобных и достаточно простых для реализации метода квантовой фотометрии^{3,4}.

Первый метод — метод измерения спектральной яркости электромагнитного поля — использует следующее фундаментальное утверждение квантовой электродинамики: отношение вероятностей вынужденного и спонтанного излучений в какой-либо моде поля k равно среднему числу фотонов в этой моде N_k . Но N_k с точки зрения фотометрии не что иное, как спектральная

*) Используются также термины: параметрическая люминесценция, оптический параметрический шум, эффект расщепления частоты, спонтанное параметрическое преобразование частоты вниз и др.

яркость I_h , выраженная в некоторых безразмерных единицах. Таким образом, идеальный усилитель или преобразователь света, обладающий только квантовыми шумами, позволяет по отношению сигнал/шум измерить спектральную яркость падающего на него излучения. Пьезокристалл, возбуждаемый когерентным излучением (накачкой), как раз и является таким устройством (ПР можно рассматривать как проявление квантовых шумов параметрического преобразователя частоты).

Принципиальная особенность этого метода заключается в отсутствии какого-либо эталона (репера), что делает метод *абсолютным*, т.е. безэталонным. Можно для наглядности полагать, что репером здесь служат вызывающие в некотором формальном смысле спонтанные переходы. Следует помнить, однако, что такая трактовка непоследовательна (см., например, ^{5, 6}).

Второй метод — метод калибровки фотодетекторов — также использует достаточно общую закономерность, а именно — связь между статистиками фототека и порождающего его излучения. Дело в том, что некоторые типы излучения, которые можно назвать калибровочными, вызывают фототек, статистика которого содержит информацию об эффективности процесса детектирования η и о среднем числе фотонов N , попавших на детектор за время выборки (подробнее см. в ⁷).

И в этом случае эффект ПР оказался пока оптимальным: он является уникальным источником калибровочного излучения, состоящего из достаточно интенсивного и, главное, направленного потока попарно коррелированных фотонов («бифотонов»). Такой поток бифотонов с вероятностью η^2 вызывает на выходе детектора появление двоянных импульсов тока. Их относительное число определяет η и, следовательно, N . Как и в первом методе, отсчет идет в безразмерных единицах, отсутствует необходимость использования калиброванных эталонных приборов и метод, следовательно, является абсолютным.

Бифотонное поле, рождающееся при ПР, позволяет также калибровать электронно-оптические преобразователи и видиконы. Более того, с его помощью можно создать эталонный источник перестраиваемого по частоте излучения с заданным числом фотонов ^{3, 4}.

Следует отметить, что еще до открытия ПР проводились эксперименты по калибровке детекторов с помощью каскадного двухфотонного излучения возбужденных атомов (см. ^{8, 9} и приведенные там ссылки), однако точность измерения при этом невелика из-за отсутствия жесткой связи между импульсами фотонов (вследствие отдачи атома). Этот же недостаток имеют и методы с регистрацией совпадений фотонов и электронов ¹⁰.

Каскадное двухфотонное излучение применялось также для демонстрации известного парадокса Эйнштейна, Подольского и Розена и проверки теорий скрытых параметров (см. обзор ^{11, 12}). «Параметрическое» двухфотонное излучение и здесь может иметь преимущества (см. ниже, рис. 5).

Ниже излагаются основные результаты первых работ по исследованию перспективных методов квантовой фотометрии, использующих эффект ПР.

2. ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЕДИНИЦЫ

Основная дифференциальная мера некогерентного излучения — спектральная яркость I_h (более полный термин — спектральная плотность энергетической яркости) определяется в современной фотометрии как энергия, переносимая в единицу времени в единичном спектральном интервале, в единичном телесном угле через единичную площадку. При измерении спектрального интервала в единицах длин волн I_h имеет размерность эрг/см³ср·с, а при измерениях в единицах круговой частоты — эрг/см²ср.

В качестве первичного эталона I_h используется тепловое излучение (ТИ) платины, нагретой до температур плавления. При этом спектральная

яркость ТИ вычисляется с помощью закона Кирхгофа

$$I_k = \frac{\hbar c}{\lambda^3} A_k \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_k}{kT} \right) - 1 \right]^{-1}; \quad (1)$$

здесь A_k — поглощательная способность; индекс k нумерует моды поля, он включает как волновой вектор \mathbf{k} , так и тип поляризации $\nu = 1, 2$ плоской волны ($k \equiv \{\mathbf{k}, \nu\}$); волновой вектор \mathbf{k} определяет и направление $k/|\mathbf{k}|$, и собственную частоту моды $\omega_k = c|\mathbf{k}| = 2\pi c/\lambda$. В общем случае I_k зависит также от координаты и времени (строгое электродинамическое определение I_k см. в [5] и в приведенных там ссылках).

Понятие спектральной яркости используется для характеристики как самого излучения, так и источников излучения. При калибровке же детекторов излучения измеряется интегральная энергия \mathcal{E} , падающая на детектор за некоторое время T . Чувствительность детекторов выражается в кулонах на джоуль или в числе фотоэлектронов на джоуль, либо в аналогичных единицах.

При выборе единиц измерения физических величин и соответствующих им эталонных устройств предпочтительно, очевидно, использование наиболее фундаментальных понятий и явлений. Такими «естественными» безразмерными единицами энергии и спектральной яркости оптического излучения и являются фотон и фотон на моду соответственно. Для последней единицы удобно ввести специальное наименование, например планк (сокращенно — пл).

Связь среднего числа фотонов N и числа планков N_k (это число называют также фактором вырождения фотонного газа) с обычными размерными величинами имеет вид

$$N = \frac{\mathcal{E}}{\hbar \omega}, \quad N_k = \frac{I_k}{I_k^{\text{vac}}}, \quad (2)$$

где $\bar{\omega}$ — центральная частота квазимонохроматического излучения и $I_k^{\text{vac}} = \hbar c/\lambda^3$. Последняя величина имеет смысл спектральной яркости излучения, в котором имеется в среднем по одному фотону в каждой моде. Если поле находится в состоянии вакуума, то напряженность поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в каждой точке пространства — времени флуктуирует с дисперсией $\Delta E_{\text{vac}}^2 = \langle \text{vac} | E^2 | \text{vac} \rangle$, которой формально соответствует энергия $\hbar \omega_k/2$ в каждой моде, поэтому I_k^{vac} можно считать удвоенной спектральной яркостью нулевых флуктуации вакуума. При $\lambda = 1$ мкм она имеет порядок $0,6 \text{ Вт/}\dot{\text{А}} \text{ см}^2\text{ср}$.

Теперь закон Кирхгофа можно представить в виде

$$N_k = A_k N_k^{(0)}, \quad (3)$$

где

$$N_k^{(0)} = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_k}{kT} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (4)$$

— спектральная яркость ТИ абсолютно черного тела в планках. Последнее выражение определяет связь между числом планков и эффективной (яркостной) температурой излучения (рис. 1).

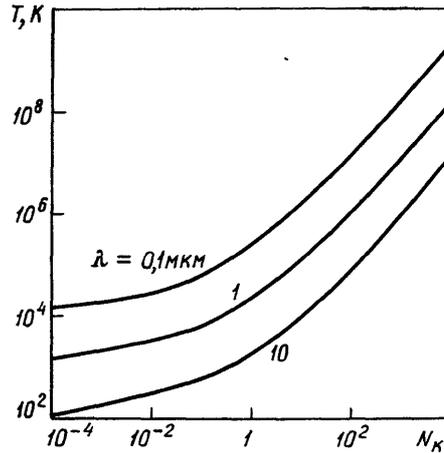


Рис. 1. Зависимость яркостной температуры излучения T от числа планков N_k при различных длинах волн λ

Ниже будут описаны устройства, позволяющие измерять I и \mathcal{E} непосредственно в числах планков и фотонов.

3. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Эффект ПР можно легко наблюдать невооруженным глазом — например, при возбуждении кристалла ниобата лития сантиметровой толщины синим лучом аргонового лазера с мощностью порядка 1 Вт. Возникающее излучение направлено в основном вперед, вдоль луча накачки. В дальней зоне оно имеет вид концентрических колец зеленого, желтого, красного цвета с угловым диаметром от нуля до примерно 5° . Яркостная температура излучения превышает при этом 1000 К.

Этот эффект объясняется спонтанным распадом фотонов монохроматической накачки на пары фотонов $\omega_0 \rightarrow \omega_1 + \omega_2$ за счет макроскопической

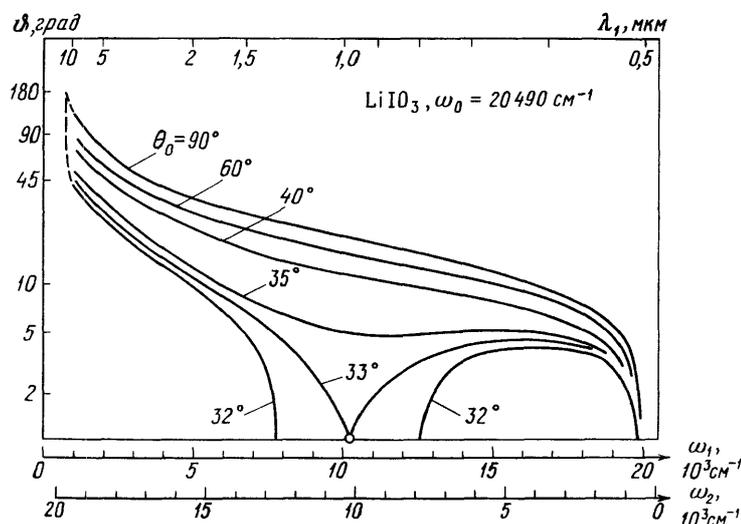


Рис. 2. Частотно-угловой спектр параметрического рассеяния в иодате лития.

нелинейности кристалла. Существенно, что рассеяние происходит не на отдельных молекулах *), а на всей возбужденной области кристалла в целом. В результате с большой точностью выполняется закон сохранения импульса фотонов в среде $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$. Это равенство, называемое *условием синхронизма*, вместе с законами частотной и угловой дисперсии $n^o(\omega)$, $n^e(\omega, \theta)$ для обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле определяет наблюдаемую угловую зависимость частоты рассеянного излучения $\omega(\theta)$ (рис. 2).

Если одна из двух частот, например ω_2 , попадает в область сильного ИК поглощения кристалла, то интенсивность излучения на этой частоте падает. При этом интенсивность излучения на сопряженной частоте $\omega_1 = \omega_0 - \omega_2$ меняется мало. Рассеяние в этой области спектра называют *рассеянием на поляритонах*. Однако для фотометрии интерес представляет лишь та спектральная область, в которой кристалл прозрачен на всех трех частотах. Именно к этому случаю мы относим термин «параметрическое рассеяние». Введение специального термина оправдано тем, что здесь кристалл излучает бифотоны, а не одиночные фотоны, как при других видах рассеяния. Кроме того, ПР связано с чисто электронной, безынерционной нелинейностью.

Для фотометрии очень важно, что направления и частоты фотонов в парах связаны — если в какой-то моде \mathbf{k}_1 обнаружен фотон, то можно быть

*) Рассеяние на отдельных молекулах также имеет место, но оно гораздо менее интенсивно и направлено практически изотропно; см., например,³⁰.

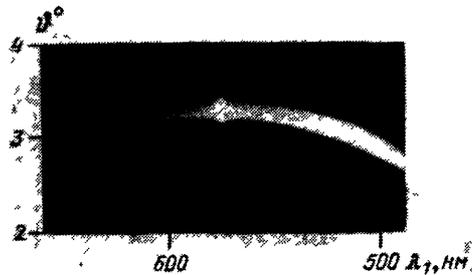
уверенным в практически одновременном появлении фотона в сопряженной моде $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$. Конечно, говорить о времени появления фотона можно лишь с точностью Δt , не превышающей обратной ширины спектра. Аналогично поперечные составляющие импульса при ПР сохраняются только с «дифракционной» точностью $|\Delta_{x,y}| < 1/a_{x,y}$, где $\Delta = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ и $a_{x,y}$ — поперечные размеры рассеивающей области (обычно определяемые сечением луча накачки). Продольные составляющие импульса при малых углах рассеяния $\vartheta_{1,2}$ сохраняются с точностью $|\Delta_z| < 1/l$, где l — длина кристалла вдоль луча накачки. Отсюда можно найти частотную ширину синхронизма:

$$\frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{l |u_1^{-1} - u_2^{-1}|} = \frac{1}{|\tau_1 - \tau_2|} \equiv \frac{1}{\Delta\tau}; \quad (5)$$

здесь u — групповая скорость и τ — время пробега фотона через кристалл. Ширина синхронизма (5) определяет и ширину спектра ПР (в случае достаточно малой угловой апертуры регистрирующей аппаратуры, когда $\Delta\vartheta_{\text{дет}} \ll \ll (d\vartheta/d\omega) \Delta\omega$). Обратная к $\Delta\omega$ величина определяет порядок возможного

Рис. 3. Частотно-угловой спектр спонтанного (отрезок дуги) и вынужденного (яркая точка) параметрического рассеяния.

По вертикали — угол рассеяния, по горизонтали — частота наблюдаемого излучения; вынужденный сигнал на частоте $17\,540\text{ см}^{-1}$ ($\lambda_1 = 0,57\text{ мкм}$) — результат биений между полями аргонового лазера ($\lambda_0 = 0,49\text{ мкм}$) и гелий-неонового лазера ($\lambda_2 = 3,39$); роль последнего при спонтанном эффекте играют нулевые флуктуации ИК поля



запаздывания одного фотона относительно сопряженного, т. е. время когерентности второго порядка равно $\Delta\tau = |\tau_1 - \tau_2|$. Так, при $l = 1\text{ см}$ в ниобате лития $\Delta\tau \sim 3\text{ пс}$ и $\Delta\omega/2\pi \sim 10\text{ см}^{-1}$. В некоторых случаях, например, в области коллинеарного синхронизма (кружок на рис. 2), а также при $d\vartheta/d\omega = 0$ (область $\lambda = 600\text{ нм}$ при $\theta_0 = 33^\circ$ на рис. 2 и 3), $\Delta\omega$ возрастает на порядок и более.

При калибровке детекторов важно, чтобы излучение состояло из отдельных неперекрывающихся пар фотонов. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы скорость генерации регистрируемых бифотонов была много меньше $1/\Delta\tau$. При $\lambda_1 = \lambda_2 = 2\lambda_0$ это условие можно представить в виде³:

$$P_0 = \frac{c\lambda_0^4}{2\pi^5 \delta\Omega \chi^2 l^2}; \quad (6)$$

здесь P_0 — мощность накачки, $\delta\Omega$ — угловая апертура регистрируемого излучения, χ — квадратичная восприимчивость кристалла и l — его длина.

Если регистрируется весь спектр ПР, то $\delta\Omega \sim 10^{-2}\text{ ср} \cdot \text{см}$ (рис. 2); пусть $\lambda_0 = 0,5\text{ мкм}$, $l = 1\text{ см}$ и $\chi = 10^{-8}\text{ (см}^3/\text{эрг)}^{1/2}$, тогда поле сохраняет двухфотонный характер при $P_0 \ll 30\text{ Вт}$. Если же регистрируется лишь одна поперечная мода, т. е. $\delta\Omega = 4\lambda_0^2 a_0^2$ (a_0^2 — сечение накачки), то (6) принимает вид $\Gamma^2 l^2 \ll 1$ или $P_0/a_0^2 \ll 30\text{ МВт/см}^2$. Здесь $\Gamma = \pi k_0 \chi E_0/2$ — показатель параметрического усиления и E_0 — амплитуда накачки ($P_0 = ca_0^2 E_0/8\pi$). Условие малости параметрического усиления позволяет пренебречь вынужденными процессами («параметрической сверхлюминесценцией»), нарушающими бифотонность рассеянного поля. При этом спектральная яркость поля ПР много меньше 1 пл, так как при точном выполнении условий синхронизма $N_h = \Gamma^2 l^2$.

Если на кристалл, кроме излучения накачки, падает «холостое» излучение с волновым вектором \mathbf{k}_2 , удовлетворяющим условию синхронизма, то

при прохождении через кристалл это излучение будет усиливаться за счет энергии накачки (эффект *параметрического усиления*) и, кроме того, кристалл будет излучать сопряженные с \mathbf{k}_2 «сигнальные» фотоны в моде \mathbf{k}_1 (эффект *параметрического преобразования частоты* или *генерации разностной частоты*). Это дополнительное излучение, интенсивность которого пропорционально спектральной яркости падающего излучения I_h , будет добавляться к спонтанному излучению, играющему роль собственного квантового шума усилителя-преобразователя. При этом на цветных кольцах, о которых говорилось выше, появятся две более яркие «точки» в направлениях \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 .

На рис. 3 приведена фотография спектра ПР кристалла иодата лития, полученная методом скрещенных дисперсий. Сравнение интенсивности яркой точки с интенсивностью спонтанного фона позволяет определить I_2 .

4. ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

Нетрудно убедиться, что априорная информация о бифотонном характере поля РП позволяет абсолютно измерять квантовый выход фотодетекторов η и, следовательно, измерять N и $\mathcal{E} = \hbar\omega N$ в произвольном поле излучения^{3,4,7}.

Рассмотрим сначала одноканальный метод, при котором на ФЭУ, работающем в режиме счета фотонов, направляется часть излучения ПР с примерно равными частотами $\omega_1 \approx \omega_2 \approx \omega_0/2$ и противоположными поперечными-

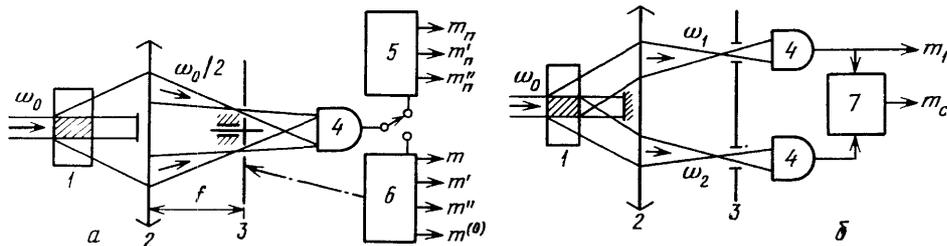


Рис. 4. Схемы одноканального (а) и двухканального (б) методов измерения эффективности ФЭУ.

1 — пьезокристалл, 2 — объектив, 3 — механический модулятор (диафрагма), 4 — ФЭУ, 5 — анализатор амплитуды импульсов, 6 — четырехканальный синхронный детектор, 7 — схема совпадений

ми импульсами $k_{1x} \approx -k_{2x}$ (рис. 4). На выходе ФЭУ с вероятностью $P_a = 2\eta(1 - \eta)$ на каждый бифотон возникнут обычные «одноэлектронные» импульсы. Значительно реже, с вероятностью $P_b = \eta^2$, будут возникать «двухэлектронные» импульсы с амплитудой вдвое большей, чем у одноэлектронных (пока для простоты не учитываются флуктуации амплитуды выходных импульсов, шумовые импульсы и возможность появления двух и более бифотонов за время длительности одного импульса). Пусть M — общее число бифотонов, попавших на катод ФЭУ за время измерения T тогда при больших T общее число обычных импульсов будет $m_a = P_a M$, а двойных $m_b = P_b M$. Отсюда

$$\eta = \left(1 + \frac{m_a}{2m_b}\right)^{-1}. \quad (7)$$

Существенно, что эта формула применима только тогда, когда на фотокатод ФЭУ не попадают одиночные, неспаренные фотоны. Но любой оптический элемент с линейным пропусканием η_0 частично разрушает бифотоны — через него с теми же вероятностями P_a и P_b проходят одиночные и спаренные фотоны. Например, если $\eta_0 = 0,7$, то из 100 бифотонов уцелеют 49, превратятся в одиночные — 42 и исчезнут совсем — 9. Этот пример показывает, что линейное поглощение не только уменьшает среднюю энергию излучения, но и

в общем случае изменяет его статистику, т. е. вид функции распределения фотонов. Этот вывод справедлив и в случае процесса фотоэмиссии — статистика фотоэлектронов может отличаться от статистики исходных фотонов не только масштабом. Эта закономерность по существу и используется в (7), ибо в исходном бифотонном поле появление пары фотонов (по одному в сопряженных модах) имеет вероятность, равную единице, а вероятность появления одиночных фотонов равна нулю. Из сказанного ясно, что определяемый по (7) параметр η включает, кроме эффективности ФЭУ, также все потери в оптическом тракте η_0 , в том числе и поглощение и отражение в самом пьезокристалле. Учет неидеальности кристалла при квантовой фотометрии рассмотрен в¹⁴⁻¹⁷.

Отметим, что в⁷ рассматриваются еще два возможных метода получения калибровочных излучений — с помощью эффектов насыщения и двухфотонного поглощения.

Возможна также другая схема измерения, не использующая анализатор амплитуды импульсов. Для этого сравниваются общие числа выходных импульсов в двух случаях: (1) на детектор надают бифотоны, при этом $m = m_a + m_b = \eta(2 - \eta)M$; (2) в фокальной плоскости объектива помещена маска (рис. 4, а) пропускающая только по одному фотону из каждой пары с $k_x > 0$, при этом $m' = \eta M$. В результате

$$\eta = 2 - \frac{m}{m'}. \quad (8)$$

Помимо двух рассмотренных одноканальных схем калибровки, возможна и двухканальная схема измерения η , использующая счет совпадений (рис. 4, б). В этом случае фотоны в паре разделяются по частоте и (или) направлению и регистрируются каждый «своим» ФЭУ. Появление импульса в одном из ФЭУ (№ 1) при его отсутствии в другом (ФЭУ № 2) означает, что второй ФЭУ «пропустил» фотон. Следовательно, отношение числа совпадений m_c к числу импульсов в первом канале m_1 при большом времени измерения T стремится к квантовому выходу ФЭУ № 2: $m_c/m_1 = \eta_2$. Аналогично $m_c/m_2 = \eta_1$. Число бифотонов определится показаниями трех счетчиков: $m_1 m_2 / m_c = M$. Связь $m_c = \eta m_1$ была предсказана в¹⁸ и впервые обнаружена в¹⁹ (см. также^{21-23,29}).

С помощью частотной или угловой (напомним, что при ПР $\omega = \omega(\theta)$) фильтрации можно измерять дисперсию квантового выхода $\eta(\omega)$ в широком спектральном диапазоне ($\omega < \omega_0$). При использовании четырехфотонного ПР (здесь два фотона накачки рождают пары фотонов: $2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$) интервал калибровки расширяется до $2\omega_0$.

Эффект ПР позволяет производить калибровку и аналоговых фотодетекторов^{4,31}. Кроме того, направленное бифотонное поле ПР делает возможным создание эталонного перестраиваемого источника излучения с известным числом испущенных фотонов⁴. Для этого достаточно в двухканальном устройстве для измерения η (см. рис. 4, б) заменить калибруемый ФЭУ № 2 оптическим затвором, управляемым импульсами от ФЭУ № 1 (рис. 5). При этом один фотон пары используется для открытия затвора, пропускающего второй фотон, и для подсчета числа этих событий. Заметим, что такое устройство дало бы возможность наглядной демонстрации известного парадокса Эйнштейна, Подольского и Розена: перемещением детектора из ближней донны²⁰ в дальнюю можно изменять пространственную структуру излучаемого фотона ($\Delta x \approx 0 \rightarrow \Delta k_x \approx 0$) без прямого воздействия на него.

Бифотоны при ПР рождаются не только «одновременно» (что проявляется в продольной парной группировке фотонов и возможности калибровки ФЭУ), но и в одной пространственной «точке» кристалла, что должно привести к поперечной группировке и возможности абсолютной калибровки электронно-оптических преобразователей, видиконов и даже, в принципе, фотоматериалов²⁰. Поперечную группировку можно обнаружить, сфокуси-

ровав изображение кристалла в рассеянном свете на фотокатоде ЭОП. При этом изображение на экране ЭОП должно частично состоять из сдвоенных или близко расположенных светящихся точек с минимальным средним расстоянием, определяемым соотношением неопределенности $k_x \Delta x \geq 1$ или $\Delta x \geq \lambda / \theta_{\max}$, где $2\theta_{\max}$ — угловая ширина регистрируемого излучения. Под-

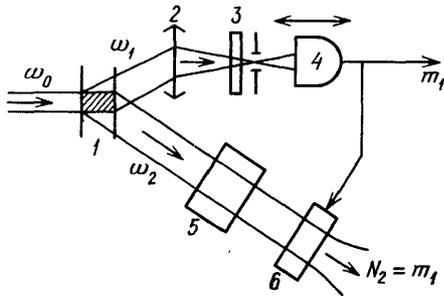


Рис. 5. Схема генератора заданного числа фотонов.

Оптический затвор 6 открывается лишь в моменты появления импульсов, на выходе ФЭУ 4, поэтому число фотонов N_2 и моменты их вылета можно зарегистрировать; линию задержки 5 можно осуществить с помощью системы зеркал или световода; пространственную и частотную структуру излучаемых фотонов можно изменять, помещая перед ФЭУ различные маски и фильтры 3, а также перемещая ФЭУ вдоль оптической оси объектива 2.

счет относительного числа двойных точек даст возможность определить эффективность ЭОП (при условии, что качество ЭОП позволяет выявить фотонную структуру изображения).

Экспериментальная реализация описанных выше трех схем (см. рис. 4) описана в ^{16,21,22}. Была измерена квантовая эффективность η большого числа экземпляров ФЭУ различных типов. Часть из них имела амплитудные характеристики с явно выраженным одноэлектронным максимумом, в то время как другие имели экспоненциальные характеристики и повышенный уровень темнового тока. Некоторые результаты экспериментов для $\lambda = 650$ нм приведены в табл. I вместе с паспортными значениями интегральной чувст-

Таблица I

Результаты абсолютного измерения эффективности ФЭУ^{16, 21}

Тип фотодетектора	S, мА/лм	Квантовая эффективность, %		
		Паспорт	Один канал	Два канала
ФЭУ-79	0,31	7,8	3,6	3,8
То же	0,23	6,0	3,3	3,0
» »	0,20	5,3	1,8	—
Квантокон С31034 А (США)	0,7	18	7,0	7,5

вительности S и рассчитанными по ним значениями $\eta_{\text{пасп}}$ для $\lambda = 650$ нм (при пересчете использовалась типовая кривая спектральной чувствительности многощелочного катода).

Примечательно, что оба варианта одноканальной схемы дали совпадающие в пределах ошибок результаты. Разброс результатов измерений имел порядок $\Delta\eta \sim 10^{-3}$ при времени измерения около 1 часа, что соответствует пуассоновской дисперсии. Приведенные результаты учитывают поправку на коэффициент передачи оптического тракта η_0 , который определялся из независимых относительных измерений.

Обращает на себя внимание заметное систематическое превышение паспортной эффективности над измеренной при незначительном отличии данных, измеренных тремя методами. Это превышение может быть связано с эффектом старения (возраст приборов был около 10 лет).

С помощью двухканального метода измерялась, кроме того, дисперсия η (ω) (рис. 6). Заметим, что использованный генератор бифотонного поля на монокристалле иодалита лития, возбуждаемом гелий-кадмиевым лазером (325 нм), позволяет, в принципе, проводить измерения в диапазоне 0,35—4 мкм (определяемом в основном областью прозрачности кристалла).

Укажем на некоторые особенности экспериментов. Формула (7) непосредственно неприменима из-за флуктуации амплитуды выходных импульсов ФЭУ, поэтому с помощью многоканального анализатора NTA 1024 регистрировались числа импульсов с различной амплитудой m_n (n — номер канала). Подсчет велся последовательно в течение равных интервалов T при четырех

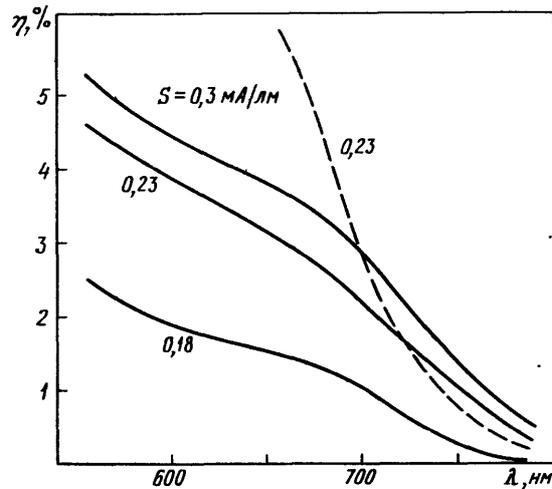


Рис. 6. Дисперсия квантовой эффективности у различных экземпляров ФЭУ-79, измеренная двухканальным методом^{16,22}.

Числа около кривых — паспортные интегральные чувствительности S в мА/лм; штриховая кривая — расчет для многощелочного фотокатода при $S = 0,2$ мА/лм

положениях диафрагмы, фильтрующей бифотонное излучение по поперечному импульсу k_x (см. рис. 4, а). В результате получалось 4 набора чисел $m_n^{(0)}$, m_n , m'_n , m''_n , соответствующих следующим ситуациям: 1) излучение перекрыто полностью, 2) на катод падают бифотоны, 3) из каждого бифотона выделяется один фотон с $k_x > 0$, 4) то же с $k_x < 0$.

Пусть g_n — нормированное распределение одноэлектронных импульсов данного ФЭУ, наблюдаемое при слабой освещенности после вычета темновых отсчетов. Предположим, что в случае одновременного вылета из катодов двух фотоэлектронов распределение имеет вид $0,5 g_{n/2}$; тогда вместо (7), (8) получаем

$$\eta = \frac{\tilde{m}'_{2n} + \tilde{m}''_{2n} - \tilde{m}_{2n}}{2\tilde{m}'_{2n} - (\tilde{m}'_n/2)}; \quad (9)$$

здесь знак \sim означает операцию вычитания темнового отсчета $m_n^{(0)}$ и по определению $m''_n > m'_n$ (из-за асимметрии диафрагмы). Приведенные в табл. I значения для этого варианта получены усреднением (9) по примерно 200 каналов с номерами n , лежащими в области одноэлектронного максимума.

Отметим, что в этих экспериментах фактически был впервые зарегистрирован двухэлектронный фотоэффект за счет парной группировки фотонов.

В другом варианте (один детектор без анализатора) использовался 4-канальный цифровой синхронный детектор, включающий механический модулятор (диск с вырезами определенной формы, ось вращения которого совпала с оптической осью системы), генератор опорного напряжения с периодом около 1 секунды, четыре счетчика и схема их переключения. Счетчики регистрировали общее число импульсов в указанных выше условиях. Пусть $m'' > m'$, тогда вместо (8) имеем

$$\eta = \frac{1}{\tilde{m}'} (\tilde{m}' + \tilde{m}'' - \tilde{m}). \quad (10)$$

Характерные скорости счета имели следующие порядки величин: $\dot{m}(0) \sim \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$, $\dot{m}' \sim \dot{m}'' \sim \dot{m}/2 \sim 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Пуассоновская ошибка при T , равном 1 часу, составляла $\Delta\eta = 4 (m')^{-1/2} \sim 10^{-3}$.

Двухканальная установка (см. рис. 4, б) включала два идентичных тракта формирования и усиления импульсов и схему совпадения с разрешающим временем $\Delta t \sim 4 \text{ нс}$. При этом случайные совпадения можно было не учитывать, так как их относительная величина равна отношению Δt к среднему интервалу времени между падающими на ФЭУ фотонами $\eta_1/\dot{m}_1 \sim 10^{-5} \text{ с}$ (ср. (9)). При измерении $\eta_2 = m_2/m_1$ необходимо, чтобы частотная и угловая полосы канала 2 с некоторым запасом захватывали все моды, сопряженные модам опорного канала 1. Контрольные измерения показали независимость отношения m_2/m_1 от интенсивности накачки, от введения оптических потерь и уменьшения полосы в канале 1.

5. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ

Как уже говорилось, измерение яркости методом ПР основано на сравнении сигналов спонтанного и вынужденного рассеяния. В случае идеального кристалла $m_1 = C$ и $m_2 = C(N_2 + 1)$, где C — коэффициент пропорциональности, зависящий от интенсивности накачки, нелинейности кристалла, эффективности детектора и т. д. Отсюда спектральная яркость падающего на кристалл холодного излучения, выраженная в планках, определяется отношением сигнал/шум в сигнальном канале:

$$N_2 = \left(\frac{m_2}{m_1} - 1 \right) \kappa; \quad (11)$$

здесь κ — поправочный коэффициент, учитывающий френелевские отражения на гранях кристалла ($R_i \neq 0$) и его неидеальную прозрачность ($\alpha_i \neq 0$), которая особенно существенна для холостой волны, принадлежащей обычно ИК диапазону. Этот коэффициент был рассчитан в¹⁴ в приближении плоских волн с помощью феноменологического соотношения между спонтанным и вынужденным рассеянием, обобщающим (3) и доказанным лишь при $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$ ³. Более общее выражение $\kappa(R_i, \alpha_i, n)$, учитывающее поглощение на всех трех частотах и произвольное число отражений n , было получено Г. Х. Китаевой^{17,24} из следующего эвристического правила: спонтанное ПР в поглощающей среде адекватно описывается классической теорией при добавлении по одному фиктивному фотону на вход каждой холостой моды.

Значения κ для различных волн и ряда кристаллов приведены в²⁴. Там же даны частотно-угловые характеристики этих кристаллов. Оказалось, что минимальную величину κ имеет молибдат гадолия: $\kappa = 1,1$ при $l = 1 \text{ см}$ и $\lambda_2 = 2-5 \text{ мкм}$.

Необходимо отметить, что достаточно точное измерение яркости «параметрическим фотометром» при разумном времени измерения возможно, лишь начиная с какого-то минимального значения N порядка 10^2 планка. Соответственно минимальная яркостная температура возрастает от 10^2 до 10^4 К при уменьшении длины волны от 10 мкм до $0,1 \text{ мкм}$ (см. рис. 1).

Первая экспериментальная проверка (11) описана в²⁵. Основные результаты этой работы представлены в табл. II. Независимая оценка спектральной яркости, проведенная традиционными методами, дала совпадающие в пределах ошибок результаты. Схема экспериментов дана на рис. 7. Эксперименты проводились двух типов: с низкотемпературным непрерывным излучением малой яркости ($\lambda_2 \sim 4 \text{ мкм}$) и с высокотемпературным импульсным излучением ($\lambda_2 \sim 0,5 \text{ мкм}$).

Источником непрерывного излучения служила лампа накаливания типа КГМ-12-100 с вольфрамовой нитью и йодным циклом, при этом для накачки использовался аргоновый лазер. Длина холостой волны была отнесена в диа-

Таблица II

Результаты абсолютного измерения яркости²⁵

Кристалл	λ_0 , мкм	λ_1 , мкм	λ_2 , мкм	Измеренная яркость		
				В планках	В Вт/Å·см ² ср	В кельвинах
Ниобат лития	0,46	0,51	3,9	$0,024 \pm 0,006$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	980 ± 70
KDP	0,27	0,53	0,53	18 ± 4	250 ± 50	$5 \cdot 10^5$
KDP	0,27	0,51	0,56	—	$2,2 \pm 0,5$	$7 \cdot 10^4$

пазон 4 мкм для того, чтобы вынужденный эффект имел заметную на фоне спонтанного рассеяния величину порядка 1% (см. рис. 1). Излучение лампы проектировалось на кристалл так, чтобы были заполнены с запасом все моды, сопряженные условием синхронизма с сигнальными модами, регистрируемыми приемной системой. Последняя включала ФЭУ-79 и счетчик фотонов. Холодная и сигнальная волны распространялись внутри кристалла под углами

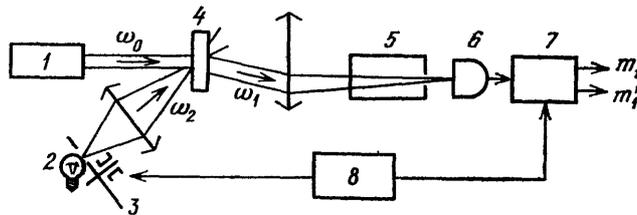


Рис. 7. Схема параметрического фотометра.

1 — лазер накачки, 2 — калибруемый источник, 3 — модулятор, 4 — нелинейный кристалл, 5 — монохроматор, 6 — фотодетектор, 7 — синхронный детектор, 8 — блок управления

$\vartheta_2 = 28^\circ$ и $\vartheta_1 = 3^\circ$ к лучу накачки; последний был перпендикулярен оптической оси кристалла и его рабочим граням. Спектральное разрешение составляло $\Delta\lambda_2 = 12$ нм, угловое $\Delta\vartheta_2 = 3^\circ$. Независимое измерение яркости лампы производилось пирометром, показания которого пересчитывались в ИК область с учетом дисперсии коэффициента серости вольфрама. Эта процедура давала значительную ошибку, превышающую 30%.

В импульсном варианте накачкой служила четвертая гармоника неодимового лазера с модуляцией добротности. Длительность импульса была 5 нс, мощность — несколько десятков киловатт. Сигнальное излучение регистрировалось ФЭУ-39 и блоком аналогово-цифрового преобразования. Была измерена яркость двух импульсных излучений — второй гармоники лазера накачки и люминесценции красителя родамина 6 Ж, возбуждаемого этой же гармоникой.

При измерении яркости гармоники спектральная полоса измеряемого излучения ($0,15 \text{ \AA}$) была меньше полосы преобразователя (40 \AA), т. е. не были равномерно заполнены все моды, сопряженные регистрируемым модам. В связи с этим приведенные в²⁵ значения яркости (см. табл. II для случая $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,53$ мкм) являются заниженными в $40/0,15 = 233$ раза. Взаимодействие было почти коллинеарным: $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 3,3^\circ$.

Независимая оценка яркости люминесценции производилась исходя из мощности возбуждения (3 кВт), квантового выхода (0,83), полосы люминесценции (30 нм) и эффективной площади излучателя ($0,13 \text{ см}^2$).

Эксперимент с лампой накаливания был в дальнейшем повторен с рядом усовершенствований^{26,32}. Использовался аргоновый лазер (488 нм, 0,1 Вт), лампа КГМ-24-150, кристалл иодата лития, двойной монохроматор ДМР-4 с полосой $\Delta\lambda_1 = 2-4$ нм. Отношение сигнал/шум было измерено в нескольких

точках диапазона 3—4 мкм. Для этого же диапазона были определены значения поправочного коэффициента $\kappa(\lambda_2)$ и спектральной яркости лампы $N(\lambda_2)$ (по пересчитанным показаниям пирометра; точность последней процедуры оценивается в 10%).

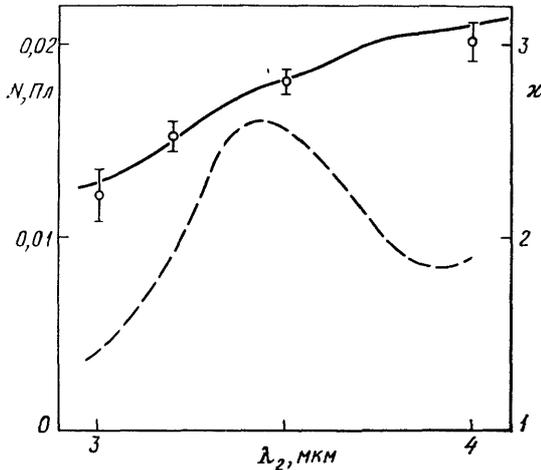


Рис. 8. Сравнение двух методов изменения спектральной яркости N лампы накаливания в ИК диапазоне.

Значки — абсолютный метод, сплошная кривая — пирометрический (с поправкой на дисперсию поглощательной способности вольфрама), штриховая — дисперсия поправочного коэффициента κ в формуле

На рис. 8 сравниваются полученные двумя методами значения N_2 . Хорошее совпадение этих величин, найденных двумя принципиально различными методами, в широком спектральном интервале (в котором κ изменяется в несколько раз) подтверждает справедливость связи (11).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные здесь первые результаты исследования двух возможных методов квантовой фотометрии показывают, что основанные на них устройства после отработки конструкции могут оказаться полезными лабораторными приборами для абсолютного измерения яркости света и калибровки фотодетекторов. Не исключено, что в дальнейшем бифотонное поле ПР можно использовать для исследования психофизиологии зрения, многофотонных и сверхбытовых процессов.

Следует, однако, отметить ряд недостатков исследованных методов. Принципиальным обстоятельством является необходимость введения поправки $\kappa(\alpha, R)$ (см. (11)) на неидеальность кристалла-преобразователя (хотя связанная с этим ошибка может быть сделана, по-видимому, меньшей одного процента). Следует учитывать и возможную нестабильность κ во времени из-за нагрева и старения кристалла. Малый коэффициент преобразования ($<10^{-7}$) излучения накачки в используемое спонтанное излучение требует высокого качества оптических элементов и их тщательной юстировки. Абсолютное измерение яркости в видимом диапазоне ограничено высокотемпературным излучением ($T > 10^4$ К).

Для выяснения целесообразности введения первичных эталонов на основе ПР требуются, конечно, дальнейшие исследования. Несомненное преимущество параметрических эталонов яркости заключается в их абсолютном характере, в отсутствии погрешностей, связанных с измерениями температуры и коэффициента серости, в широком спектральном диапазоне, лежащем в зависимости от типа кристалла и длины волны накачки в пределе 0,3—12 мкм (если исходить из существующих ныне кристаллов и лазеров).

Представляет интерес исследование других нелинейно-оптических явлений, пригодных для квантовой фотометрии, например, гиперпараметрического рассеяния³ и эффекта насыщения⁷.

В соответствии с формулой Кирхгофа (1) возможно создание абсолютного пирометра для измерения температуры. Интересно было бы сравнить одну из реперных точек принятой шкалы температуры (например, температуру плавления золота) с показаниями абсолютного пирометра.

Отметим, что рассмотренные здесь явления допускают феноменологическое описание^{3,4,27}, обобщающее закон Кирхгофа (который применим лишь в рамках линейной и геометрической оптики). С другой стороны, эти явления описываются весьма общими соотношениями квантовой электродинамики, и их более тщательное изучение может представить самостоятельный интерес. Так, Шепелев²⁸ показал, что абсолютное измерение спектральной яркости синхронного излучения, которая может быть в то же время достаточно точно рассчитана, позволяет определить постоянную тонкой структуры с помощью только относительных измерений.

Московский государственный университет
им. М. И. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соок А. Н./Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P. 463.
2. Квантовая метрология и фундаментальные константы: Сб. статей.— М.: Мир, 1981.
3. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика.— М.: Наука, 1980.
4. Клышко Д. Н.//КЭ 1977. Т. 4. С. 1056; 1980. Т. 7. С. 1932.
5. Гинзбург В. Л.//УФН. 1983. Т. 140. С. 687.
6. Puri R. P.//JOSA ser. B. 1985. V. 2. P. 447.
7. Клышко Д. Н.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1172.
8. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия.— М.: Наука, 1976.
9. Fry E. S.//Phys. Rev. Ser. A. 1973. V. 8. P. 1219.
10. McAdams R., Srivastava S. K.//Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 1551.
11. Спасский Б. И., Московский А. В.//УФН. 1984. Т. 142. С. 599.
12. Гриб А. А.//Ibidem. С. 619.
13. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А.//УФН. 1984. Т. 142. С. 689.
14. Китаева Г. Х., Клышко Д. Н., Таубин И. В.//КЭ. 1982. Т. 9. С. 561.
15. Малыгин А. А., Сергиенко А. В. Депомир. рукоп. № 5294-84.— М.: ВИНТИ АН СССР, 1984.
16. Малыгин А. А. Группировка фотонов при параметрическом рассеянии света и ее метрологические применения. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— М.: МГУ, 1984.
17. Китаева Г. Х. Параметрическое преобразование частоты как метод абсолютного измерения спектральной яркости: Автореферат канд. диссертации ... физ.-мат. наук.— М.: МГУ, 1982.
18. Зельдович Б. Я., Клышко Д. Н.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 69.
19. Vignham D. C., Weinberg D. L.//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 84.
20. Клышко Д. Н.//ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1313.
21. Малыгин А. А., Пенин А. Н., Сергиенко М. В.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 493.
22. Малыгин А. А., Пенин А. Н., Сергиенко А. В.//КЭ. 1981. Т. 8. С. 1563.
23. Малыгин А. А., Пенин А. Н., Сергиенко А. В.//ДАН СССР. 1985. Т. 281. С. 308.
24. Аброскина О. Н., Китаева Г. Х., Пенин А. Н.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 877.
25. Китаева Г. Х., Пенин А. Н., Фадеев В. В., Янайт Ю. А.//ДАН СССР. 1979. Т. 247. С. 586.
26. Аброскина О. Н., Китаева Г. Х., Пенин А. Н.//Ibidem. 1985. Т. 280. С. 584.
27. Клышко Д. Н.//Ibidem. 1979. Т. 244. С. 563; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1478.
28. Шепелев А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. III «Физика, астрономия». 1984. Т. 25. С. 3.
29. Hong S. H., Mandel L.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 58.
30. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 727.
31. Пенин А. Н., Сергиенко А. В.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 12. С. 795.
32. Аброскина О. Н., Китаева Г. Х., Пенин А. Н.//Изв. техника. 1986. Т. 3. С. 14.