

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1974

УДК 535.8553.4

С. М. АРАКЕЛЯН, В. Г. ТУНКИН, А. И. ХОЛОДНЫХ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СХЕМЫ СОВПАДЕНИЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ С ОДНОВРЕМЕННЫМ РОЖДЕНИЕМ ФОТОННЫХ ПАР

Описана система для регистрации нелинейных оптических процессов по методу совпадений, определена ее чувствительность, обсуждены факторы, влияющие на нее, и произведено сопоставление с чувствительностью одноканальной схемы счета квантов. Схема совпадений применялась для наблюдения четырехфотонных процессов в поле непрерывного He—Ne-лазера ($\lambda=0,63$ мкм) мощностью не более 20 мвт в кристалле йодата лития (LiIO₃).

1. В настоящее время исследование нелинейных оптических эффектов предъявляет высокие требования к чувствительности регистрирующей аппаратуры. Это объясняется большим интересом, проявляемым к процессам, идущим на нелинейностях высших порядков, а также широко использованием относительно маломощных непрерывных источников накачки при регистрации ряда нелинейных эффектов.

Все это делает актуальной разработку чувствительных систем регистрации слабых световых потоков. Широко используется, в частности, схема счета фотонов; сравнимыми с ней характеристиками обладают и схемы, использующие фазовое детектирование, и т. п. [1].

Имеется, однако, класс нелинейных оптических явлений, для которых применение техники счета квантов способно дать резкое улучшение чувствительности. Речь идет о параметрических процессах, в которых эффект проявляется в рождении полностью коррелированных пар. Для таких процессов использование фотосчетной методики регистрации сигналов на каждой из рождающихся частот с последующим выделением коррелирующих во времени полезных импульсов на схеме совпадений позволяет существенно улучшить величину отношения сигнал/шум. Преимущества по сравнению с обычной одноканальной регистрацией достигаются за счет отсекаемой схемой совпадений случайно распределенных во времени шумов системы, определяемых либо шумами ф. э. у., либо уровнем подсветки [2].

Помимо выигрыша в чувствительности использование схемы совпадений (совпадений, выделяемых на фоне одиночных импульсов, и кратных, выделяемых на фоне совпадений меньшей кратности) позволяет получить и новую информацию о физике нелинейного процесса. Дело в том, что во многих случаях излучение на некоторой частоте может

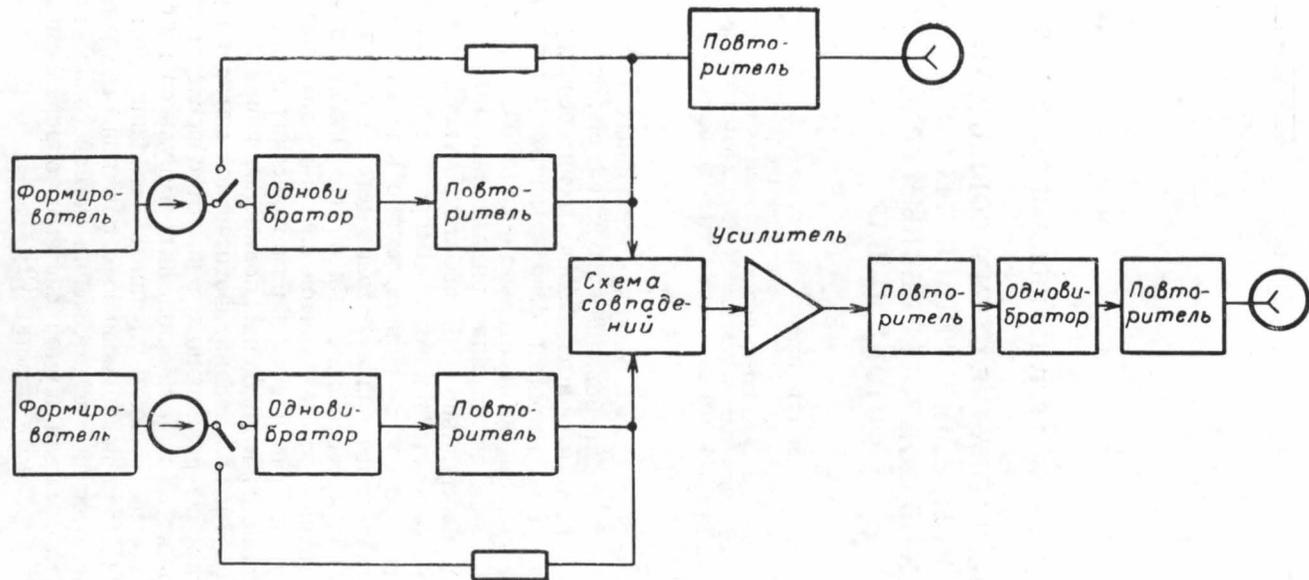


Рис. 1. Блок-схема электронной части системы регистрации

быть результатом нескольких процессов различной природы (генерации высших гармоник, рассеяния света на нелинейностях высших порядков и т. п.). Поэтому метод совпадений открывает большие возможности определения абсолютного числа происшедших превращений и установления их механизма [3].

В настоящей работе описывается система для регистрации нелинейных оптических процессов по методу совпадений, определена ее чувствительность, обсуждаются факторы, влияющие на нее, и произведено сопоставление с чувствительностью одноканальной схемы счета квантов. Применение чувствительной системы регистрации со схемой совпадений позволило наблюдать четырехфотонные процессы в поле He—Ne-газового лазера непрерывного действия мощностью не более 20 мвт. До сих пор четырехфотонные процессы исследовались только в поле импульсных лазеров с модулированной добротностью с мощностью порядка нескольких мегаватт.

2. Блок-схема электронной части системы регистрации, фотоприемниками которой служили два ф. э. у., приведена на рис. 1. Оба ф. э. у. системы регистрации питались выносным делителем, позволяющим регулировать напряжение на четырех первых и четырех последних диодах. Напряжение на них подбиралось по максимуму счета сигнальных импульсов, которые поступали после ф. э. у. на формирователи импульсов. Формирователи (рис. 2) давали стандартизованные по амплитуде и длительности импульсы тока. Для уменьшения входной емкости они располагались прямо над анодом ф. э. у.

В формирователях использовалось преобразование сигнала по току. В качестве стандартизирующего элемента в схеме применялся туннельный диод (T_4 на рис. 2). Для лучшей стандартизации импульсов тока использовалась еще одна цепочка формирования на втором туннельном диоде T_7 . Длительность импульсов на выходе формирователя, измеренная с помощью осциллографа С1-31, составляла 12 нсек по основанию, а амплитуда равнялась 4 в. В схеме совпадений в качестве элемента отбора совпадений также применялся туннельный диод. Сформированный им импульс совпадений поступал на счетчик числа совпадений ЧЗ-24. Работа схемы проверялась с помощью двухканального генератора наносекундных импульсов Г5-34.

На рис. 3 показана зависимость скорости счета числа совпадений n_{cc} от времени задержки t_z , вводимой между двумя каналами. Задержанные относительно друг друга импульсы подавались с генератора Г5-34 на имитаторы формирователей. Как видно из приведенной кривой задержек, разрешающее время схемы совпадений τ , определяемое по полуширине кривой, равнялось 6 нсек.

3. Оценка чувствительности описанной системы регистрации проводится следующим образом.

Если порог чувствительности определить как интенсивность светового сигнала в числах фотонов $N_{\text{порог}}$, при которой среднее число полезных, т. е. обусловленных сигналом импульсов на выходе схемы, равно среднему числу шумовых импульсов в 1 сек, то в случае обычной одноканальной системы регистрации порог чувствительности определяется выражением

$$N_{\text{порог}} = n_{\text{ш}}/\eta \text{ фотонов/сек}, \quad (1)$$

где $n_{\text{ш}}$ — число шумовых импульсов в 1 сек, η — квантовая эффективность фотокатода ф. э. у.

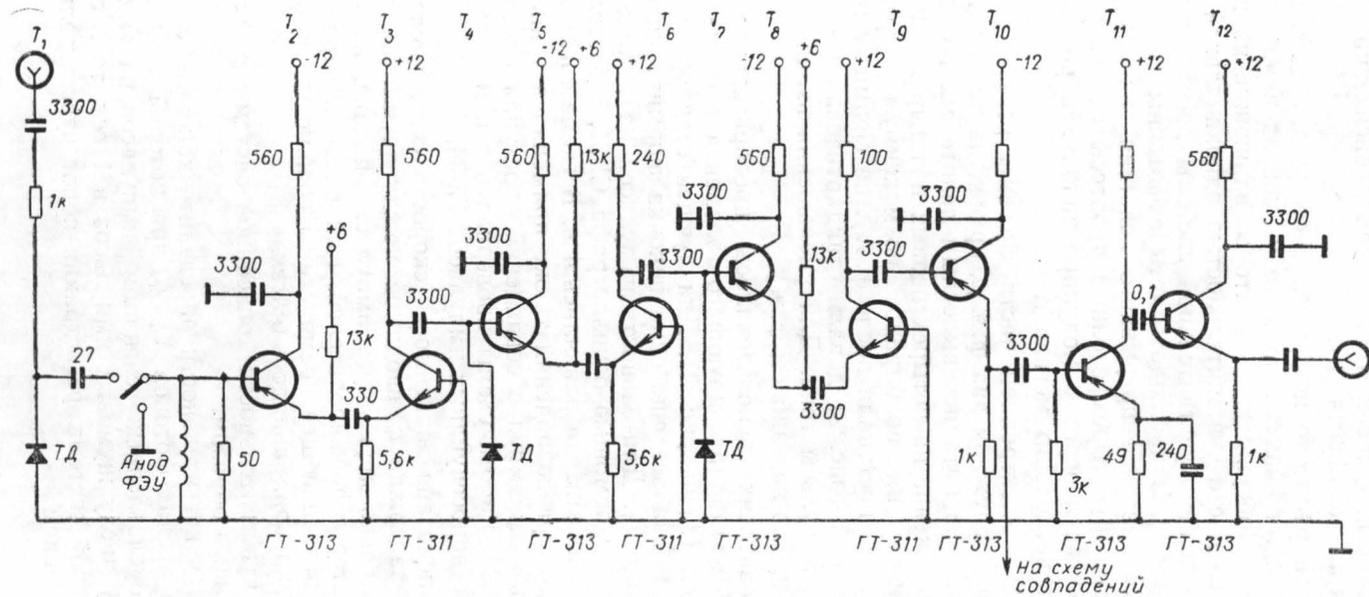


Рис. 2. Схема формирователя импульсов

В случае применения схемы совпадений (при $n_{ш}\tau \ll 1$) число совпадений в 1 сек, обусловленное шумовыми импульсами, равно [3]

$$n_{шс} = 2n_{ш1}n_{ш2}\tau, \quad (2)$$

где $n_{ш1}$ и $n_{ш2}$ — число шумовых импульсов, поступающих на схему совпадений с первого и второго ф. э. у., τ — их длительность.

В то же время число совпадений в 1 сек $n_{сс}$, обусловленных сигнальными фотонами, т. е. фотонами, рождаемыми в результате параметрического рассеяния, очевидно, равно

$$n_{сс} = N_c \eta_1 \eta_2, \quad (3)$$

где N_c — число сигнальных фотонов в 1 сек, η_1, η_2 — квантовые эффективности ф. э. у. (Считаем, что число импульсов, соответствующих сигналу $N_c \eta$, много меньше $n_{ш}$, поэтому совпадения типа шум-сигнал не учитываем.)

Используя формулы (2) и (3), получаем, что порог чувствительности в случае применения схемы совпадений определяется выражением

$$N_{порог}^{совп} = 2n_{ш1}n_{ш2}\tau/\eta_1\eta_2. \quad (4)$$

Поэтому выигрыш в чувствительности (понижение порога чувствительности) системы регистрации по сравнению с одноканальной схемой, определяемый из сравнения формул (1) и (4), равен

$$N_{порог}^{совп}/N_{порог} = 2n_{ш}\tau/\eta; \quad (5)$$

при реальных цифрах $n_{ш} = 10^2$ 1/сек, $\tau = 10^{-8}$ сек, $\eta = 0,1$ получаем, что $N_{порог}^{совп}/N_{порог} = 2 \cdot 10^{-5}$. Минимальное число квантов света, которое еще чувствует система регистрации со схемой совпадений при тех же цифрах, определяется величиной

$$N_{порог}^{совп} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ фотонов/сек},$$

что соответствует для красного света ($\hbar\omega = 3 \cdot 10^{-19}$ вт) мощности

$$P_{порог} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ вт}.$$

Если шумовые импульсы обусловлены собственными шумами ф. э. у., дальнейшее улучшение чувствительности достигается охлаждением фотокатодов ф. э. у. При температуре порядка -20°C число шумовых импульсов в 1 сек снижается для некоторых ф. э. у. на два порядка [4, 5]. Поэтому применение, например, электронного микрохолодильника для охлаждения фотокатода ф. э. у., описанного в [6], позволяет оценить порог чувствительности данной системы по собственным шумам для красного света как

$$P_{порог} \sim 10^{-24} \div 10^{-25} \text{ вт}.$$

4. Разработанная система регистрации была применена для наблюдения неколлинеарного четырехфотонного параметрического рассеяния света ($2\omega_n \rightarrow \omega_1 + \omega_2$; $2\vec{k}_n \rightarrow \vec{k}_1 + \vec{k}_2$, где индекс n относится к накачке, а 1 и 2 — к рождающимся частотам) в кристалле йодата лития (LiIO_3) в поле непрерывной накачки He—Ne лазером ($\lambda_n = 0,63$ мкм) мощностью не более $P_n = 20$ мвт. Из-за малой величины эффекта регистрация четырехфотонных процессов до настоящего времени производилась лишь в поле мощных импульсных лазеров с модулированной

добротностью [7, 8]; при этом в LiIO_3 процессы такого типа вообще не исследовались.

Реальная чувствительность регистрирующей системы в нашем случае определялась уровнем засветки от лазерного излучения, попадающей на ф.э.у. Поэтому основная трудность при проведении эксперимента заключалась в ослаблении засветки до уровня, сравнимого с собственными шумами ф.э.у.

Так как при неколлинеарном взаимодействии величина эффекта существенно зависит от того, насколько частотная граница регистрируемого параметрического излучения близка к частоте накачки, то требуется достаточно узкополосный светофильтр с селективным поглощением на частоте накачки.

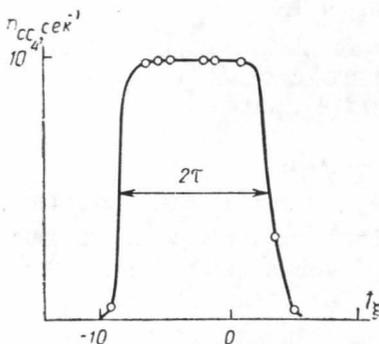


Рис. 3. Кривая задержанных совпадений, полученная с помощью двухканального генератора импульсов Г5-34

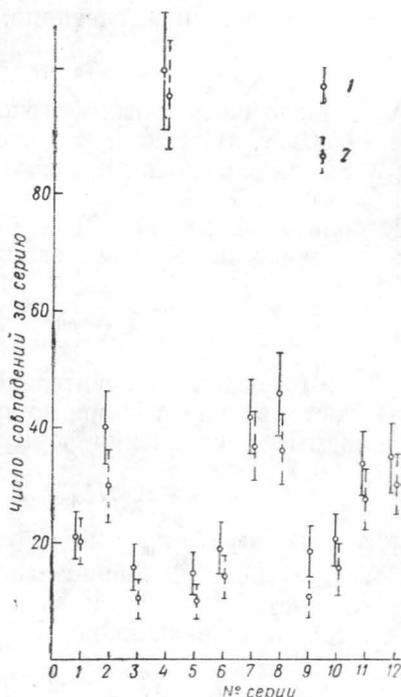


Рис. 4. Число совпадений с кристаллом n_{oc} (1) и нормированное число совпадений без кристалла n_{nc} (2) в разных сериях. Высота вертикальных линий соответствует дисперсии числа совпадений: $2\sqrt{n_{oc}}$ и $2\sqrt{n_{nc}}$

Применение ячеек, наполненных Ne^{20} , в качестве такого фильтра не дает нужной дискриминации ввиду их малой эффективности [9]. Поэтому нами в качестве фильтра были использованы два последовательных эталона Фабри—Перо, работающих на отражение. Как известно, в отраженном свете интерференционная картина от эталона Фабри — Перо представляет собой узкие темные провалы на общем светлом фоне [10]. Поэтому если настроить эталон так, чтобы провалы в интенсивности приходились на частоту накачки, то эталон будет являться светофильтром, отсекающим в отраженном свете излучение накачки. При этом «светлый» фон создается непрерывным спектром рождающихся параметрических частот. Таким методом в нашем случае достигалось ослабление накачки в 100 раз для каждого эталона. При этом база эталона Фабри — Перо $t=30$ мкм, а диэлектрические покрытия зеркал имели коэффициент отражения на $\lambda_n=0,63$ мкм $R \approx 0,7$,

причем производилась оптимизация коэффициентов отражения входного и выходного зеркал для компенсации потерь внутри эталона [11].

С учетом примененной методики регистрации со схемой совпадений (см. формулу (2)) это давало ослабление числа совпадений от лазерной засветки на 8 порядков. Для дальнейшего уменьшения засветки использовался светосильный спектрограф, на выходе которого устанавливалась зеркальная щель, настроенная на пропускание излучения накачки. Отраженное от плоскостей щели параметрическое излучение подавалось на два ф.э.у., перед которыми устанавливались полосовые интерференционные фильтры.

Таким образом, удалось довести значение паразитной засветки до величины $n_{ш} \approx 500$ 1/сек. Поэтому реальный порог чувствительности системы регистрации составлял в нашем эксперименте 10^{-19} вт.

Ввиду малой величины эффекта эксперимент проводился несколькими сериями по 45 мин каждая. При этом последовательно измерялось общее число совпадений n_{oc} (т. е. регистрировались как истинные совпадения от параметрических частот, так и шумовые совпадения) и число совпадений без кристалла $n_{шс}$ (шумовые совпадения). Интенсивность рассеяния определялась по превышению величины n_{oc} над величиной $n_{шс}$, т. е. число сигнальных совпадений n_{cc} от параметрических частот ω_1 и ω_2 оценивалось как $n_{cc} = n_{oc} - n_{шс}$. При этом n_{oc} и $n_{шс}$ были нормированы на одно и то же значение произведения $n_{ш1}n_{ш2}$ ¹. (Напомним, что число шумовых совпадений $n_{шс}$ зависит только от произведения числа импульсов в каждом канале системы регистрации.)

На рис. 4 приведены экспериментальные значения n_{oc} и $n_{шс}$ в разных сериях. Вертикальными линиями отмечена дисперсия числа совпадений. Значение n_{cc} , усредненное по всем сериям, равнялось 6 совпадениям за серию. Оценка степени достоверности этой экспериментальной величины n_{cc} по критерию Стьюдента (см. [3]) приводит к 98%-ному доверительному пределу. Таким образом, можно утверждать, что $n_{cc} = 6$ совпадений за серию статистически значимо. Такая величина n_{cc} соответствует мощности рассеяния на антистоксовой частоте ω_1 , измеренной сразу после кристалла $P_1 = 9 \cdot 10^{-16}$ вт (мощность накачки $P_H = 18$ мвт), что приводит к эффективному значению нелинейности, на которой происходит процесс четырехфотонного рассеяния $2\omega_H \rightarrow \omega_1 + \omega_2$,

$$\theta_{эф} \approx 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ СГСЕ.}$$

Обсуждение этого результата выходит за рамки данной статьи. Укажем только, что процесс рождения частот ω_1 и ω_2 , по-видимому, идет в этом случае каскадно по схеме [12]

$$\omega_H \rightarrow \omega_2 + \omega_0, \quad \omega_H + \omega_0 \rightarrow \omega_1,$$

где ω_0 — холостая частота.

Теоретический анализ этого вопроса с учетом геометрии опыта подтверждает большую эффективность такого каскадного образования частот ω_1 и ω_2 на квадратичной нелинейности по сравнению с прямым четырехфотонным взаимодействием на кубичной нелинейности в кристалле LiIO_3 .

Авторы выражают благодарность С. А. Ахманову за интерес к работе и обсуждению.

¹ В каждой серии последовательно измерялись усредненные за 10 сек значения $n_{ш1}$ и $n_{ш2}$. Таким образом, контролировались даже незначительные уходы мощности лазера за время одной серии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Inaba H., Iohimura T., Asai Y. Digert. techn. pappres., Kyoto, 1970, p. 74.
2. Аракелян С. М., Тункин В. Г., Холодных А. И., Ширков Е. И. Тезисы докладов на VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике. Минск, 1972.
3. Гольдманский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., 1959.
4. Oliver C. J., Pike E. R. Brit. J. Appl. Phys., **1**, 1459, 1968.
5. Афанасьев О. В., Кватер Г. С., Кокошин В. М., Мищенко Е. Д. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 167, 1970.
6. Коленко Е. А., Закревская М. А. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 274, 1971.
7. Wenberg D. L. Appl. Phys. Lett., **14**, 32, 1969.
8. Ito H., Inaba H. Opto-electron., **2**, 81, 1970.
9. Алякшиев С. А. и др. «Электронная техника», газоразряженные приборы, вып. 1, 27, 1970.
10. Королев Ф. А. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М., 1953.
11. Короленко П. В. Канд. диссертация. МГУ, 1971.
12. Клышко Д. Н., Назарова Н. И. ЖЭТФ, **58**, 878, 1970.

Поступила в редакцию
3.3 1972 г.

Кафедра
волновых процессов