

Сверхбыстрый счет фотонов с помощью кремниевого фотоумножителя с пассивным гашением в режиме интегрирования заряда*

Гоцин Чжан, Лю Лина

Предложен метод сверхбыстрого счета фотонов на основе интегрирования заряда выходных электрических импульсов кремниевых фотоумножителей (Si-ФЭУ) с пассивным гашением. Результаты численного анализа с реальными параметрами Si-ФЭУ показывают, что максимальная скорость счета фотонов новейшего Si-ФЭУ с пассивным гашением может достигать терагерцевых частот, что значительно больше, чем у существующих устройств для счета фотонов. Данный режим счета фотонов Si-ФЭУ перспективен для применения во многих областях, где требуется измерение мощности света с большим динамическим диапазоном.

Ключевые слова: кремниевый фотоумножитель, счет фотонов, интегрирование заряда, измеритель оптической мощности.

1. Введение

В последние годы потребность в расширении возможностей применения счета фотонов в различных областях быстро возрастает. К таким областям относятся квантовая криптография с передачей сигнала в свободном пространстве и по оптическому волокну [1–5], быстрые квантовые генераторы случайных чисел [6], рефлектометрия [7, 8], измерение мощности света [9] и астрономия [10]. Было обнаружено, что скорости счета порядка нескольких гигагерц можно получить с помощью сверхпроводящих детекторов одиночных фотонов [11]. Однако сверхпроводящие фотонно-счетные модули требуют сложных систем охлаждения, что делает их менее практичными, чем детекторы на базе лавинных фотодиодов (ЛФД). Максимальная скорость счета одиночного ЛФД равна ~100 МГц и ограничена временем его восстановления [12]. Предлагалось уменьшить время восстановления путем параллельного соединения нескольких ЛФД [13], однако необходимость использования оптических переключателей делает такую систему неэффективной. В [14] для кремниевого фотоумножителя (Si-ФЭУ) (детектора с пространственным мультиплексированием) с высокочастотным фильтрующим усилителем для обрезания хвостов восстановления поступающих с Si-ФЭУ лавинных импульсов максимальная скорость счета составила 430 МГц; при дальнейшем повышении частоты следования импульсов метод счета фотонов не работал. В [15] была получена скорость счета фотонов 1 ГГц путем применения

двух типов алгоритма коррекции порогового уровня для сигнала от матричных счетчиков фотонов (МСФ). В настоящей работе мы предлагаем метод счета фотонов на основе интегрирования импульсного заряда Si-ФЭУ, который не требует ни высокочастотного фильтрующего усилителя, ни оптических переключателей. Проведенный численный анализ показал принципиальную достижимость скоростей счета фотонов порядка нескольких терагерц.

2. Предварительные соображения

С одной стороны, поскольку Si-ФЭУ – счетчик фотонов с пространственным мультиплексированием, то когда одна ячейка ЛФД возбуждена фотоном, другие ячейки все еще могут детектировать фотон, сигнал от которого просто частично перекрывается с предыдущим лавинным импульсом (рис. 1). Видно, что между двумя импульсами существует «долина». Если амплитуда сигнала в середине «долины» превышает порог дискриминатора, то два импульса будут сосчитаны как один. Таким образом, возникнет регулярная потеря отсчетов за счет пороговой дис-

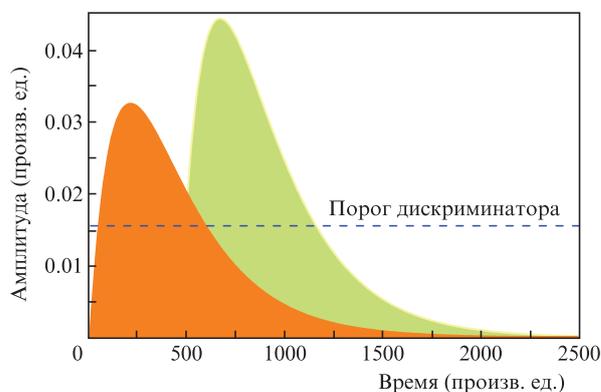


Рис. 1. Форма двух частично перекрывающихся лавинных импульсов Si-ФЭУ. Импульсы от двух разных ячеек Si-ФЭУ имеют одинаковую площадь (или заряд) и отличны от постимпульса.

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

Guoqing Zhang, School of Science, Xi'an Polytechnic University, Xi'an, 710048, China; e-mail: zhangg_356@163.com

Liu Lina, School of Science, Xi'an University of Technology, Xi'an, 710048, China

Поступила в редакцию 1 июля 2017 г., после доработки – 29 сентября 2017 г.

криминации, что ограничивает максимальную скорость счета фотонов. Полный выходной заряд двух рассматриваемых лавинных процессов в точности равен удвоенному произведению eG (e – элементарный заряд, G – усиление одной ячейки МСФ). Поэтому если мы будем регистрировать полный заряд Q выходного импульса Si-ФЭУ, то число фотонов можно получить делением Q на eG .

С другой стороны, хотя в режиме Гейгера отдельная ЛФД-ячейка с пассивным гашением имеет слишком большое время восстановления для детектирования следующего фотона, это не означает, что она совсем не реагирует на его приход. Не следует путать мертвое время и время восстановления для фотонных счетчиков на основе ЛФД [16, 17]. В действительности, в течение времени восстановления ЛФД амплитуда следующего выходного импульса снижается [17] в зависимости от временного интервала между предыдущим и текущим импульсами. Если нам удастся скорректировать этот эффект, то динамический диапазон счета фотонов будет расширен.

3. Теоретическая модель

Модель основана на теории вероятностей и методе рекурсии при выполнении следующих предварительных условий: интенсивность падающего света однородна по поверхности Si-ФЭУ, что легко обеспечить; в течение времени восстановления ячейки ЛФД способна реагировать на приходящие фотоны, но амплитуда выходного импульса при этом меньше, что подтверждается множеством публикаций [13–17]; эффект постимпульса пренебрежимо мал, что справедливо для новейших Si-ФЭУ, работающих при нормальном напряжении смещения [15, 16, 18]. Сначала мы обсудим случай коротких импульсов света, а затем случай непрерывного излучения.

3.1. Случай коротких импульсов света

Здесь и далее под коротким импульсом света понимается импульс, длительность которого меньше постоянной времени восстановления τ_{rec} ячейки Si-ФЭУ, т. е. времени, необходимого для того, чтобы напряжение на переходе ячейки восстановилось до напряжения смещения Si-ФЭУ [18]. Введем следующие обозначения: T – период между двумя соседними импульсами света (частота следования $F = 1/T$); M – полное число ячеек в матрице Si-ФЭУ; η – эффективность детектирования фотона Si-ФЭУ, совпадающая с таковой для одиночной ячейки; $f(n) = Q(n)/(eG)$ – число ячеек, сработавших в результате прихода n фотонов; p_{ct} – вероятность оптических перекрестных помех Si-ФЭУ [17], т. е. вероятность того, что фотоны ближнего ИК диапазона, испущенные в лавинном промежутке одной ЛФД-ячейки, вызовут лавину в соседней ячейке.

Если $T \geq 5\tau_{\text{rec}}$, что гарантирует полное восстановление сработавшей ячейки, то при приходе $n + 1$ -го фотона функцию $f(n + 1)$ можно представить в виде

$$f(n + 1) = f(n) + \eta(n + p_{\text{ct}}) \left[1 - \frac{f(n)}{M} \right], \quad (1)$$

где $1 - f(n)/M$ – вероятность того, что ЛФД-ячейка до сих пор не сработала; $1 + p_{\text{ct}}$ – среднее число активированных ячеек после достоверного предшествующего срабатывания одной ячейки. Тогда $f(n)$ можно получить посредством рекурсии:

$$f(n) = M \left\{ 1 - \left[\frac{M - \eta(1 + p_{\text{ct}})}{M} \right]^n \right\}. \quad (2)$$

В большинстве практических случаев для стационарных коротких импульсов света число фотонов в импульсе можно приближенно описать распределением Пуассона [19, 20]

$$p(n) = \frac{\exp(-\mu)\mu^n}{n!}, \quad (3)$$

где μ – среднее число приходящих фотонов за один импульс. Тогда математическое ожидание для выражения (2) есть

$$\begin{aligned} E(f(n)) &= f(\mu) = \sum_{n=1}^{\infty} p(n)f(n) = \sum_{n=1}^{\infty} p(n)M \left[1 - \left(1 - \frac{\mu}{M} \right)^{n+1} \right] \\ &= M \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\mu\eta(1 + p_{\text{ct}})}{M} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (4) аналогично известной формуле для динамического диапазона в случае коротких импульсов света [21]. Из него видно, что максимальное число сработавших ячеек, равное M , ограничивает динамический диапазон счета фотонов в импульсном режиме. При этом полное число фотонов в секунду

$$N(\mu, F) = f(\mu)F = M \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\mu\eta(1 + p_{\text{ct}})}{M} \right] \right\} F. \quad (5)$$

Из (5) видно, что по измеренной величине N можно реконструировать величину μ , если функция $f(\mu)$ задана.

Если $\tau_{\text{dis}} < T < 5\tau_{\text{rec}}$, где τ_{dis} – длительность гейгеровского разряда в сработавшей ячейке, т. е. длительность лавинного процесса в области сильного электрического поля [17, 22], то некоторые из ЛФД-ячеек Si-ФЭУ могут сработать по нескольку раз за один промежуток времени T . Предположим, что в течение некоторого светового импульса сработало $f(n)$ ячеек, так что число несработавших ячеек равно $M - f(n)$. Среди этих $M - f(n)$ ячеек, часть из которых не успела полностью восстановиться, среднее число сработавших ячеек за один световой импульс

$$f(n) = M \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\mu\eta(1 + p_{\text{ct}})}{M} \right] \right\}$$

(согласно формуле (4)). Тогда вероятность того, что одна ячейка сработала во время последнего светового импульса есть $f(n)/M$. Вероятность же того, что в течение первых $k - 1$ световых импульсов эта ячейка не сработала, равна $[1 - f(n)/M]^{k-1}$. Поэтому, если приходит $n + 1$ -й фотон, число сработавших ячеек

$$\begin{aligned} f(n + 1) &= f(n) + \eta \left[1 - \frac{f(n)}{M} \right] \\ &\times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{f(n)}{M} \left[1 - \frac{f(n)}{M} \right]^{k-1} \left[1 - \exp \left(-\frac{kT}{\tau_{\text{rec}}} \right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где суммирование включает все случаи, когда некоторая ячейка не успела полностью восстановиться. Выражение $1 - \exp(-kT/\tau_{\text{rec}})$ определяет степень восстановления каждой ячейки. Тогда $f(n)$ также можно получить рекурсией:

$$f(n) = M \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{\eta\mu}{M}\right) \left[-1 + \exp\left(\frac{T}{\tau_{\text{rec}}}\right) \right] \eta}{\left[-1 + \exp\left(\frac{\eta\mu}{M} + \frac{T}{\tau_{\text{rec}}}\right) \right] M} \right]^n \right\}. \quad (7)$$

Математическое ожидание для выражения (7) есть

$$E(f(n)) = f(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} f(n) \frac{\exp(-\mu)\mu^n}{n!} = M \left\{ 1 - \exp \left[\frac{\left[1 - \exp\left(\frac{T}{\tau_{\text{rec}}}\right) \right] \eta \mu (1 + p_{\text{ct}})}{\left[\exp\left(\frac{T}{\tau_{\text{rec}}}\right) - \exp\left(-\frac{\eta\mu}{M}\right) \right] M} \right] \right\}. \quad (8)$$

Тогда полное число фотонов в секунду

$$N(\mu, F) = M \left\{ 1 - \exp \left[\frac{\left[1 - \exp\left(\frac{1}{F\tau_{\text{rec}}}\right) \right] \eta \mu (1 + p_{\text{ct}})}{\left[\exp\left(\frac{1}{F\tau_{\text{rec}}}\right) - \exp\left(-\frac{\eta\mu}{M}\right) \right] M} \right] \right\} F. \quad (9)$$

Из (9) видно, что если $F \ll 1/\tau_{\text{rec}}$ или $T \gg \tau_{\text{rec}}$, т. е. частота следования световых импульсов достаточно мала для полного восстановления, то удовлетворяется неравенство $\exp[1/(F\tau_{\text{rec}})] \gg 1 > \exp(-\eta\mu/M)$. В этом случае (9) упрощается и сводится к (5).

Если $T < \tau_{\text{dis}}$, то ЛФД-ячейки не успевают разрядиться и не откликаются на приходящие фотоны.

3.2. Случай непрерывного излучения

Для непрерывного света время прихода фотона случайно, тогда как число фотонов, приходящих за фиксированное время, снова подчиняется распределению Пуассона. Положим среднее число приходящих фотонов в секунду равным μ . Предположим, что n фотонов пришли за время τ_{rec} и число сработавших ячеек есть $f(n)$, тогда с приходом $n + 1$ -го фотона функция $f(n + 1)$ будет иметь вид

$$f(n + 1) = \eta(1 + p_{\text{ct}}) \times \left\{ \left[1 - \frac{f(n)}{M} \right] + \frac{f(n)}{M} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{\mu\tau_{\text{rec}}}\right) \right] \right\}. \quad (10)$$

Здесь $1 - \exp[-1/(\mu\tau_{\text{rec}})]$ – средняя степень восстановления сработавшей ячейки. После рекурсии функция $f(n)$ получается в виде

$$f(n + 1) = \exp\left(\frac{1}{\mu\tau_{\text{rec}}}\right) \times M \left\{ 1 - \left[\frac{M - \eta(1 + p_{\text{ct}}) \exp[-1/(\mu\tau_{\text{rec}})]}{M} \right]^n \right\}. \quad (11)$$

Математическое ожидание для выражения (11) есть

$$E(f(n)) = f(\mu) = \sum_{n=1}^{\infty} p(n)f(n) = \exp\left(\frac{1}{\mu\tau_{\text{rec}}}\right) \times M \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-\eta(1 + p_{\text{ct}}) \exp[-1/(\mu\tau_{\text{rec}})]}{M} \right] \right\}. \quad (12)$$

Выражение (12) определяет ожидаемое число фотонов, детектируемых в секунду, в случае непрерывного излучения.

4. Численный анализ модели с параметрами реальных Si-ФЭУ

4.1. Выбор параметров

Чтобы численно проанализировать разумность описанной выше модели, были выбраны параметры реального Si-ФЭУ (модель Hamamatsu MPPC, S12571-010C) [23]. К ним относятся темновая скорость счета $v_{\text{dcr}} \approx 100$ кГц/мм² при температуре 25 °С (или 100 тысяч отсчетов в секунду), вероятность перекрестных оптических помех $p_{\text{ct}} \approx 6\%$ и пиковая эффективность детектирования фотона $\eta \approx 10\%$ при рекомендованном рабочем напряжении. Время восстановления τ_{rec} одной ячейки данного Si-ФЭУ составляло примерно 1.5 нс [24], а ее усиление G – около 1.35×10^5 (при рекомендованном рабочем напряжении) [8]. Указанные параметры подставлялись в формулы (9) и (12) для получения численных результатов. Расчет проводился с использованием пакета Mathematica.

4.2. Численный анализ

На рис.2 показаны зависимости числа зарегистрированных фотонов N от частоты следования коротких световых импульсов F , рассчитанные по формуле (9) при различных средних числах фотонов за импульсе μ . Из рис.2,а видно, что число фотонов монотонно растет с увеличением частоты следования импульсов. Максимальное

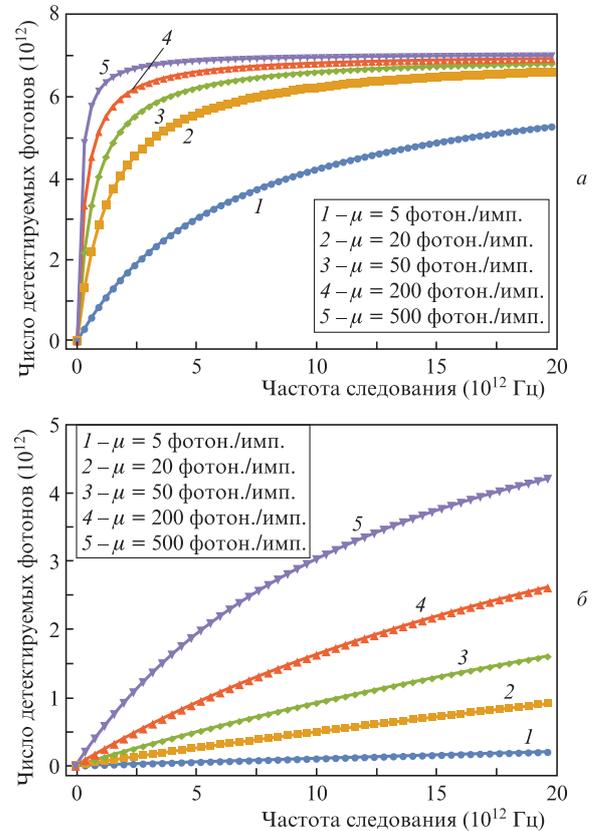


Рис.2. Зависимости числа детектируемых фотонов от частоты следования коротких импульсов света. На рис.2,б в увеличенном (по оси абсцисс) виде представлена левая часть рис.2,а.

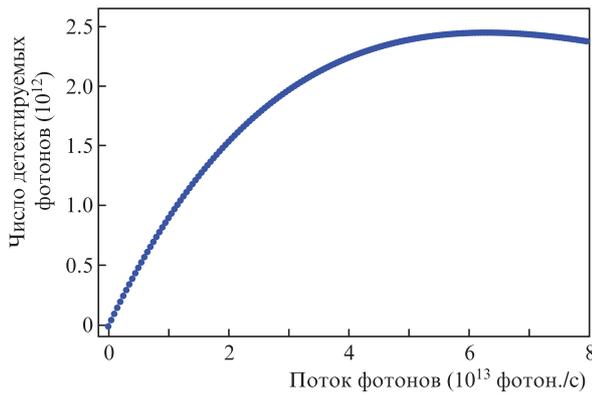


Рис.3. Зависимость числа зарегистрированных фотонов от падающего потока фотонов

детектируемое число фотонов зависит от среднего числа падающих фотонов за один импульс. Видно также, что если величины μ и F малы, то зависимость N от F практически линейная. Согласно рис.2 можно ожидать корректного счета фотонов при частоте следования порядка нескольких терагерц, если величина μ мала. С ростом μ величина N все больше стремится к насыщению по мере увеличения F . Однако это не означает, что МСФ уже не может детектировать фотоны. Напротив, можно реконструировать μ с помощью (9), если известно F .

На рис.3 приведена зависимость числа зарегистрированных фотонов от падающего потока фотонов, облучающих поверхность Si-ФЭУ, рассчитанная по формуле (12). Видно, что максимальное число зарегистрированных фотонов в секунду N_{\max} получается, когда падающий поток фотонов составляет примерно 6×10^{13} фотон./с, и достигает около 2.4×10^{12} , что намного больше максимальной скорости счета фотонов (~ 1 ГГц [25]) существующих детекторов. Когда поток падающих фотонов превышает 5×10^{13} фотон./с, большинство ЛФД-ячеек уже не могут восстановиться, поэтому эффективное число детектируемых фотонов уменьшается. При этом регистрируемое число фотонов искажается, так что 2.4×10^{12} фотонов в секунду является верхним пределом скорости счета. На практике зависимость скорости счета фотонов от потока фотонов на входе отклоняется от линейной, когда N порядка N_{\max} ; в этом случае требуется выполнить калибровку с помощью выражения (12) для реконструкции μ .

5. Предлагаемый экспериментальный метод

На рис.4 приведена схема экспериментальной реализации предложенного выше метода счета фотонов. Экспериментальная процедура такова. Шаг 1: выключить источник света, подать на Si-ФЭУ нормальное рабочее напряжение, накопить данные в течение некоторого времени интегрирования (обычно хватает 1 с) для определения темновой скорости v_{dcr} , обусловленной самим Si-ФЭУ. Шаг 2: включить источник света и сделать все то же самое, что и при выполнении шага 1, при различной интенсивности света или различной частоте следования световых импульсов для получения полных выходных зарядов Q_{total} . Шаг 3: разделить Q_{total} на eG_{total} (G_{total} – полное усиление, включая усиление одной ЛФД-ячейки матрицы Si-ФЭУ и усиление усилителя) для получения полного числа импульсов N_{total} . Шаг 4: вычесть v_{dcr} из N_{total} для получения числа зарегистрированных фотонов N , которое соответствует (9) или (12). После калибровки интенсивности падающего света можно получить зависимость N от числа падающих фотонов, как на рис.3, и зависимость N от частоты следования импульсов света при различной его интенсивности, как на рис.2. Обе формулы, (9) и (12), можно верифицировать путем сравнения результатов расчета и эксперимента, что является нашей следующей задачей.

6. Обсуждение

Стоит отметить, что в режиме счета фотонов с интегрированием заряда можно использовать усилитель не переменного, а постоянного тока с плавным изменением коэффициента усиления в широкой полосе частот, иначе постоянная компонента тока не будет усиливаться, что приведет к искажению полного заряда на выходе после интегрирования. Вдобавок к этому Si-ФЭУ следует подключать к источнику напряжения непосредственно, без больших резисторов, чтобы избежать ограничения по току. Что касается минимального обнаружимого потока фотонов в случае непрерывного света, то он ограничен именно величиной темновой скорости счета Si-ФЭУ. В рассматриваемом случае она равна 100 кГц/мм² при температуре 25°C , так что динамический диапазон при счете фотонов непрерывного излучения составляет по меньшей мере семь порядков (т.е. от 10^5 до 10^{12} Гц), что намного

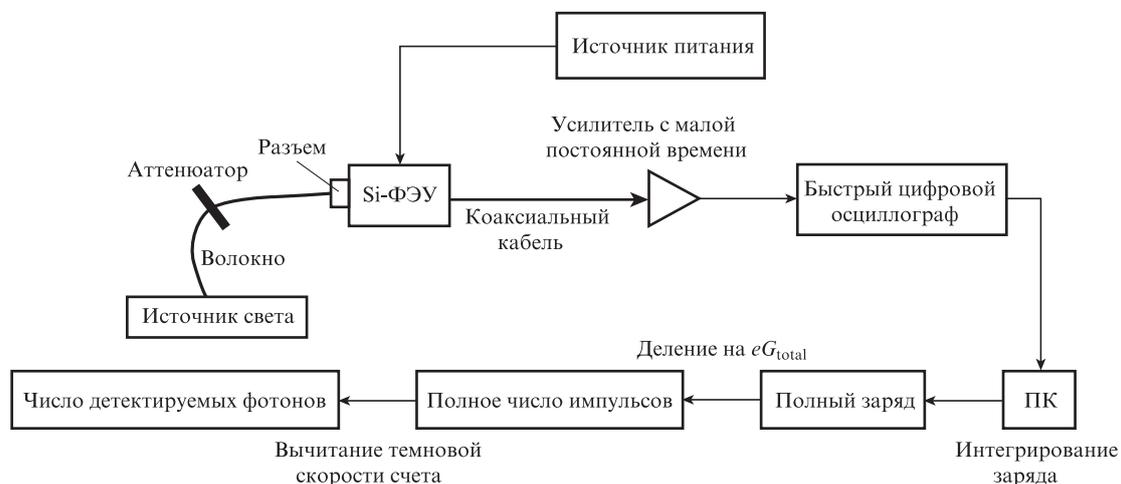


Рис.4. Схема экспериментальной установки для реализации предложенного метода счета фотонов.

увеличивает верхний предел скорости счета фотонов. Одним из ограничений предлагаемого в настоящей работе метода является то, что не учтен эффект постимпульса. Хотя он мал при нормальном рабочем напряжении на Si-ФЭУ, его также необходимо принимать во внимание.

7. Заключение

Предложена схема счета фотонов с интегрированием заряда и получено уравнение для скорости счета фотонов. Путем интегрирования заряда импульсов Si-ФЭУ с пассивным гашением в принципе можно получить скорости счета фотонов порядка нескольких терагерц. Динамический диапазон при счете фотонов непрерывного излучения составляет по меньшей мере семь порядков, что значительно увеличивает верхний предел возможной скорости счета фотонов.

Работа частично поддержана Национальным фондом естественных наук (грант № 11405119), Национальным планом фундаментальных естественно-научных исследований в провинции Шэньси (Китай) (грант № 2014 JQ8364) и Программой научных исследований, финансируемой Департаментом образования провинции Шэньси (грант № 14JK1290).

1. Thew R.T., Tanzilli S., Krainer L., Zeller S.C., Rochas A., Rech I., Cova S., Zbinden H., Gisin N. *New J. Phys.*, **8** (3), 32 (2006).
2. Takesue H., Nam S.W., Zhang Q., Hadfield R.H., Honjo T., Tamaki K., Yamamoto Y. *Nat. Photonics*, **1**, 343 (2007).
3. Gordon K.J., Fernandez V., Buller G.S., Rech I., Cova S.D., Townsend P.D. *Opt. Express*, **13**, 3015 (2005).
4. Collins R.J., Hadfield R.H., Fernandez V., Nam S.W., Buller G.S. *Electron. Lett.*, **43**, 180 (2007).
5. Takesue H., Diamanti E., Langrock C., Fejer M.M., Yamamoto Y. *Opt. Express*, **14**, 9522 (2006).
6. Jennewein T., Achleitner U., Weihs G., Weinfurter H., Zeilinger A. [quant-ph/9912118v1](http://arxiv.org/abs/quant-ph/9912118v1).
7. Diamanti E., Langrock C., Fejer M.M., Yamamoto Y. *Opt. Lett.*, **31**, 727 (2006).
8. Legré M., Thew R.T., Zbinden H., Gisin N. *Opt. Express*, **15**, 8237 (2007).
9. Adamo Gabriele, Agró Diego, Stivala Salvatore, Parisi Antonino, Giaconia Giuseppe Costantino, Busacca Alessandro, Mazzillo Massimo, Sanfilippo Delfo, Fallica Giorgio. *IEEE Trans. Electron Devices*, **60** (11), 3718 (2013).
10. Naletto G., Barbieri C., Occhipinti T., Tamburini F., Dravins D. *Proc. SPIE Europe* (Prague, 2007, 6583A-10).
11. Korneev A., Kouminov P., Matvienko V., Chulkova G., Smirnov K., Voronov B., Gol'tsman G.N., Currie M., Lo W., Wilsher K., Zhang J., Slysz W., Pearlman A., Verevkin A., Sobolewski R. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 5338 (2004).
12. Yuan Z.L., Kardynal B.E., Sharpe A.W., Shields A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 041114 (2007).
13. Castelletto S., Degiovanni I.P., Schettini V., Migdall A.L. *J. Mod. Opt.*, **54**, 337 (2007).
14. Eraerds P., Legré M., Rochas A., Zbinden H., Gisin N. *Opt. Express*, **15** (22), 14539 (2007).
15. Akiba M., Inagaki K., Tsujino K. *Opt. Express*, **20** (3), 2779 (2012).
16. Renker D., Lorenz E. *JINST*, **4**, P04004 (2009).
17. Cova S., Ghioni M., Lacaita A., Samori C., Zappa F. *Appl. Opt.*, **35**, 1956 (1996).
18. Grodzicka Martyna, Szczęśniak Tomasz, Moszyński Marek, Szawłowski Marek, Grodzicki Krystian. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **783**, 58 (2015).
19. Goodman J.W. *Statistical Optics* (New York: Wiley, 1985).
20. Gagliardi Robert M., Karp Sherman. *Optical Communications* (Wiley Series in Telecommunications and Signal Processing, 1995).
21. Bretz T., Hebbeker T., Lauscher M., Middendorf L., Niggemann T., Schumacher J., Stephan M., Bueno A., Navas S., Ruiz A.G. *JINST*, **11**, P03009 (2016).
22. Haitz R.H. *J. Appl. Phys.*, **35**, 1370 (1964).
23. <http://www.hamamatsu.com/us/en/product/category/3100/4004/4113/S12571-015C/index.html>.
24. Guoqing Zhang, Xiuxiu Gao. *Int. J. Quantum Information*, **14** (8), 1650046 (2016).
25. Akiba M., Inagaki K., Tsujino K. *Opt. Express*, **20** (3), 2779 (2012).