

Сильное сверхсветовое опережение одиночным фотоном собственной длины когерентности

Чиальди, Босколо, Кастелли и Петрильо (Италия)

Перевод М.Х. Шульмана
(shulman@dol.ru)

Superluminal advancement of a single photon far beyond its coherence length

S. Cialdi (simone.cialdi@mi.infn.it), I. Boscolo, F. Castelli and V. Petrillo

arXiv:0805.1315v1 [physics.optics] 9 May 2008

INFN and University of Milan, via Celoria 16, 20133 Milano, Italy

(Dated: May 12, 2008)

Представлены экспериментальные результаты, относящиеся к сверхсветовому распространению. Они основаны на полете единичного фотона вдоль пути в оптической системе, называемой 4f-системой, в которой оперируют исключительно с фазами спектральных компонент. Одиночный фотон создается в процессе параметрического понижения частоты излучения светового лазера непрерывного действия. Введение линейной дисперсии спектральных компонент фотона приводит к сверхсветовому распространению фотонной волновой функции. Детектирование сверхсветовой скорости осуществляется с помощью интерферометрического измерения, производимого над двумя фотонами: с одной стороны, над фотонным волновым пакетом, подвергшимся воздействию, и, с другой стороны, над скоррелированным с ним, но не подвергавшимся воздействию. Выявляемый сдвиг сверхсветового фотонного волнового пакета значительно превосходит длину когерентности самого фотона. Наблюдаемое сверхсветовое распространение фотонной волновой функции удовлетворяет принципу причинности. Работа с этой оптической системой позволяет прояснить природу сверхсветовой скорости фотона.

PACS numbers: 42.25.Bs, 42.25.Hz, 42.50.Ex

Введение

Специальная теория относительности Эйнштейна утверждает, что скорость света в вакууме является инвариантом при переходе к другой системе отсчета [1, 2, 3]. Существование сверхсветовых объектов при преобразованиях Лоренца приводит к нарушению принципа релятивистской причинности, и, соответственно, к парадоксу предшествования причины своему следствию [4]. Тем не менее, были выполнены и обсуждались многие эксперименты, в которых наблюдались сверхсветовые феномены [5, 6, 7, 8]. На самом деле теоретические положения специальной теории относительности сохраняются даже без предположения о том, что c является верхним пределом скорости [9, 10, 11, 12].

Работы по превышению скорости света относятся по большей части к туннельному эффекту в опытах с импульсами излучения [5, 6] или одиночными фотонами [7], а также при прохождении через активную среду [13]. Туннелирование

через барьер импульса света обычно связано с очень низким коэффициентом пропускания и в основном линейным временем задержки $\tau_d = d\phi(\omega)/d\omega$ спектральных компонент света. Одна из интерпретаций аргументируется тем, что выходной импульс света, прошедший сквозь барьер, настолько слабее входного (или что вероятность обнаружить выходной фотон настолько меньше), что возможная информация, которую может нести выходной импульс, фактически исчезает, так что принцип причинности не нарушается [7, 8, 14]. Другой выдвигаемый аргумент состоит в том [15], что внутри барьера не происходит распространения света, что не позволяет говорить о сверхсветовой скорости.

В экспериментах по распространению оптического импульса в так называемой среде с быстрым светом (fast-light media), т.е. среде с аномальной дисперсией [7, 8] (точнее, с линейным усилением аномальной дисперсии), форма импульса сохраняется, а фаза в интересующей нас области $d\omega$ изменяется приблизительно линейно с частотой. Величина производной $dn/d\omega$ обуславливает превышение групповой скоростью v_g скорости света в вакууме c и даже ее возможность стать отрицательной [7, 8]. В сверхсветовом эксперименте с микроволновым импульсом, проходящим через двоякопреломляющий двумерный кристалл таким образом, что поляризация падающего и выходящего импульсов относительно быстрой оси кристалла полностью контролируется, сверхсветовая величина групповой скорости ясно выявляется благодаря интерференции импульсов, следующих вдоль двух осей кристалла [14, 16]. Все эти экспериментальные результаты оживили дебаты относительно скорости распространения информации. Значимым пунктом дискуссии является то, что скорость светового импульса, проходящего через среду, не является точно определенной величиной, поскольку импульс представляет собой ансамбль оптических компонент, каждая из которых распространяется с хорошо определенной фазовой скоростью $v_p = c/n(\omega)$, где $n(\omega)$ – показатель преломления оптического материала на этой частоте. Вершина импульса обычно распространяется с групповой скоростью $v_g = c/n_g$, где $n_g = n + \omega dn/d\omega|_{\omega=\omega_0}$ есть групповой показатель, а ω_0 – центральная частота волнового пакета [17]. Волновая природа такого волнового пакета допускает сверхсветовую скорость распространения. Дискуссия ведется относительно того факта, что v_g не соответствует скорости распространения информации v_i , и относительно природы двух этих скоростей [4, 7, 8]. Со времен анализа этой проблемы, выполненного Зоммерфельдом и Бриллюэном, дискутируется утверждение о том, что скорость “фронта” прямоугольного импульса не превышает c , тогда как в [4, 7, 18] допускается неаналитическое представление о переносе информации амплитудой импульса и утверждается, что это является обобщением понятия фронта импульса.

Во всех выполненных экспериментах опережение во времени для импульса или волнового пакета одиночного фотона было намного меньше, чем их полная ширина, что неизбежно порождало проблемы с интерпретацией результатов. С этой точки зрения определение скорости распространения информации как скорости движения какой-то точки профиля волны [18] всегда приводит к скорости, меньшей или равной c .

Поскольку эксперименты демонстрируют, что сверхсветовые эффекты возникают в течение всего времени, пока движущийся объект представляет собой суперпозицию элементарных суб-объектов (световой импульс является

суперпозицией монохроматических волн, движущийся электрон в соответствии с квантовой механикой является суперпозицией собственных состояний с моментом $|k\rangle$, мы можем утверждать, что это – необходимая черта данного явления. С этой точки зрения возможность сверхсветового феномена для одиночного фотона основывается на том, что он представляет собой суперпозицию монохроматических состояний Фока $|1, \omega\rangle$, составляющих частотную полосу в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга, а также на том, что фотон генерируется в определенной пространственной области.

Мы хотели бы подчеркнуть, что в квантовой механике одиночная частица, подобная фотону, является суперпозицией многих состояний, даже если в лабораторном опыте она детектируется посредством одиночного события (т.е. одиночного щелчка в детекторе). Таким образом, квантовая механика допускает сверхсветовое распространение одиночных частиц.

В нашем эксперименте мы показываем, что скорость фотона может быть сделана сверхсветовой в результате интерференции ее оптических составляющих, фазы которых подвергаются воздействию оптической системы, которая описана ниже. Вследствие процесса интерференции наблюдаемый результат не противоречит принципу причинности. С целью снять вопросы о характере и физическом смысле различных определений скорости, мы организовали эксперимент таким образом, чтобы временной сдвиг между нормальным и сверхсветовым фотонами оказался существенно превосходящим ширину соответствующих волновых пакетов.

Эксперимент

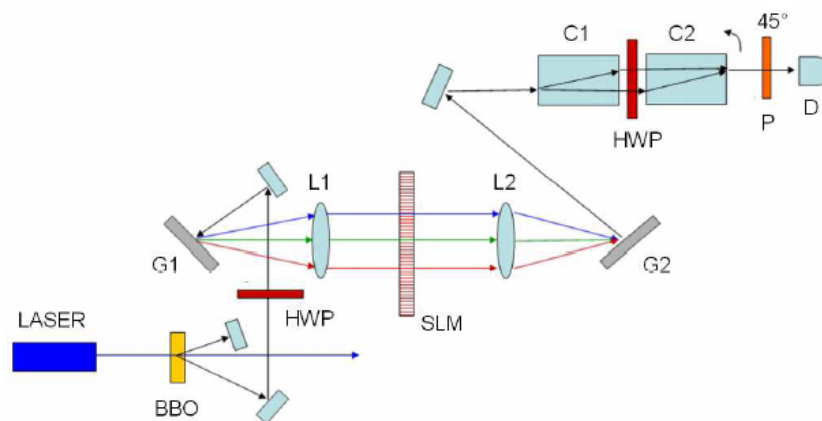


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. LASER – диодный лазер с длиной волны 405 нм мощностью 40 мВт. BBO – нелинейный кристалл beta-Barium-Borate. HWP – полуволновая пластинка. G1, G2 – решетки с 1200 линий/мм. L1, L2 – линзы с $f = 100$ мм. SLM – пространственный модулятор света на жидком кристалле (640 пиксел). C1, C2 – кристаллы кальцита. P – поляризатор с ориентацией 45° . D – оптическое согласующее устройство + мультимодовое оптоволокно + детектор одиночных фотонов.

На рис. 1 показана экспериментальная установка, содержащая последовательно соединенные компоненты:

- лазер накачки непрерывного действия,
- нелинейный кристалл ВВО, генерирующий фотоны с помощью процесса параметрического понижения частоты,
- 4f-система с устройством маскировки фазы (пространственным модулятором света – SLM) в середине, обеспечивающим временную задержку отдельных оптических составляющих [19, 20, 21],
- интерферометр, за которым помещен детектор одиночных фотонов для измерения времени задержки.

Пара фотонов, обычно именуемых сигнальным (signal) и холостым (idler) фотонами, генерируется в процессе параметрического неколлинеарного понижения частоты [22] излучения монохроматического лазера непрерывного действия мощностью 40 мВт и длиной волны 405 нм на нелинейном кристалле ВВО толщиной 3 мм. Состояние такой фотонной пары может быть представлено в виде $|\Psi_0\rangle = \int d\omega f(\omega)|H, \omega\rangle|H, -\omega\rangle$ [23], где ω – сдвиг частоты относительно центральной частоты ω_0 , H указывает на горизонтальную поляризацию. Множитель $f(\omega)$ [24] определяет амплитуду вероятности как функцию частотного сдвига. Сигнальный фотон подается на вход 4f-системы, где с помощью маски формируется требуемое время линейной задержки τ_d . 4f-система состоит из двух решеток 1200 линий/мм и двух линз с фокусным расстоянием 100 мм. В этом устройстве спектральные составляющие фотона с помощью первой решетки подвергаются линейной пространственной дисперсии, а затем фокусируются на массиве пикселей маскирующего устройства на жидком кристалле (наша маска составлена из 640 пикселей шириной 100 мкм), способного устанавливать практически любые относительные фазы. В конце концов оптические составляющие вновь объединяются с помощью второй решетки. Коэффициент пропускания 4f-системы зависит от эффективности обеих решеток, в нашем устройстве он составлял порядка 50%. Это устройство более гибкое, чем среда с быстрым светом и, что более важно, обеспечивает возможность исследования по отдельности каждой одиночной оптической составляющей. При этом мы хотим также подчеркнуть, что в нашем эксперименте оптические составляющие входного фотонного волнового пакета были доступны в поперечной плоскости, т. е. образ светового луча лежал в плоскости (x,z), в противоположность всем прочим экспериментам, где он двигался вдоль исходной оси распространения.

Проанализируем теперь распространение сигнального фотона вдоль экспериментальной установки. Полуволновая пластинка (HWP), установленная фронтально в 4f-системе, поворачивает поляризацию фотона на подходящий угол θ (см. ниже), следовательно, состояние входного фотона преобразуется в суперпозицию горизонтально и вертикально поляризованных состояний: $|H, \omega\rangle \rightarrow \cos(\theta)|H, \omega\rangle + \sin(\theta)|V, \omega\rangle$. Затем сигнальный фотон проходит через 4f-систему. Функция спектральной фазы, которую мы вводим, действует лишь на горизонтальную поляризацию, тогда как вертикальная поляризация испытывает только задержку, обусловленную проходом через пиксели маски, и становится, таким образом, нашим временным эталоном. Принимая во внимание только отрезки путей, имеющие различную оптическую толщину для H- и V-поляризации, мы получаем два фазовых сдвига:

$$\begin{cases} \phi_H^m(\omega) = (\omega_0 + \omega) \tau_H^m + \phi^{SLM}(\omega_0 + \omega) \\ \phi_V^m(\omega) = (\omega_0 + \omega) \tau_V^m \end{cases} \quad (1)$$

где ϕ^{SLM} – функция спектральной фазы, обусловленная пикселями маски. В нашем случае мы задаем линейную функцию $\phi^{SLM}(\omega_0 + \omega) = (\omega_0 + \omega) \tau$, где τ – постоянный параметр. Времена τ_H^m и τ_V^m – это времена задержки, обусловленные прохождением через пластинку с пикселями. Мы установили экспериментальным путем, что $\Delta\tau^m = \tau_H^m - \tau_V^m = 10$ фс. Далее, мы учитываем также тот факт, что амплитуда коэффициентов пропускания t_H и t_V 4f-системы различна, поскольку различны коэффициенты эффективности решеток для двух направлений поляризации.

Интерферометрический комплекс за 4f-системой, предназначенный для диагностики сигнального фотона на выходе оптической системы, состоит из двух кристаллов кальцита, полуволновой пластинки HWP и поляризатора с поворотом на 45° . Это устройство, описанное в [25], комбинирует две поляризации и создает между ними время задержки, которое можно изменять просто поворотом второго кристалла. Мы также учитываем определенную дисперсию, вносимую кристаллами, поскольку они относительно длинные. Однако эта дисперсия, определяемая параметром β , с очень хорошим приближением может считаться примерно одинаковой для обоих направлений поляризации. Распространение фотонного состояния в кристаллах в этом случае описывается следующими сдвигами спектральной фазы:

$$\begin{cases} \phi_H^d(\omega) = (\omega_0 + \omega) \tau_H^d + \frac{1}{2} \beta (\omega_0 + \omega)^2 \\ \phi_V^d(\omega) = (\omega_0 + \omega) \tau_V^d + \frac{1}{2} \beta (\omega_0 + \omega)^2 \end{cases} \quad (2)$$

Последним шагом анализа является рассмотрение распространения света через поляризатор, повернутый на угол 45° . Этот элемент осуществляет решающую операцию при детектировании феномена. Действительно, данный поляризатор смешивает H и V состояния поляризации, так что два состояния интерферируют, и создается результирующий образ интервала когерентности. Суммируя эволюцию состояния вдоль всей траектории, найдем компоненту сигнала $|H, \omega\rangle$ на выходе

$$\begin{aligned} |H, \omega\rangle \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \left(t_H \cos(\theta) e^{i\phi_H^m(\omega) + i\phi_H^d(\omega)} \right. \\ \left. + t_V \sin(\theta) e^{i\phi_V^m(\omega) + i\phi_V^d(\omega)} \right) |45^\circ, \omega\rangle = A(\omega) |45^\circ, \omega\rangle \quad (3) \end{aligned}$$

Вероятность получить один отсчет для сигнального фотона, игнорируя холостой фотон, дается следом матрицы плотности $|\Psi_P\rangle\langle\Psi_P|$, где $|\Psi_P\rangle = \int d\omega f(\omega) A(\omega) |45^\circ, \omega\rangle |H, -\omega\rangle$. После некоторых математических преобразований мы получаем

$$P(\tau, \Delta\tau) = t^2 \int d\omega |f(\omega)|^2 \times \left[1 + \text{Re} \left\{ e^{i(\Delta\tau^m + \tau + \Delta\tau)(\omega_0 + \omega)} \right\} \right] \quad (4)$$

где $t = t_H = t_V$ находится с учетом собственного поворота полуволновой пластинки HWP фронтально по отношению к 4f-системе, а $\Delta\tau = \tau_H^d - \tau_V^d$ есть время задержки, вносимой в интерферометр.

Результаты нашего эксперимента представлены на рис. 2. Кривая (а) соответствует эталонному случаю $\tau = 0$ (который фиксирует начальную точку на оси времени). Кривые (b) и (c) демонстрируют опережение и запаздывание на время $\tau = \mp 100$ фс, соответственно. Все данные говорят о том, что интерференционные явления возникают, когда интервал когерентности $|\tau| > 30$ фс.

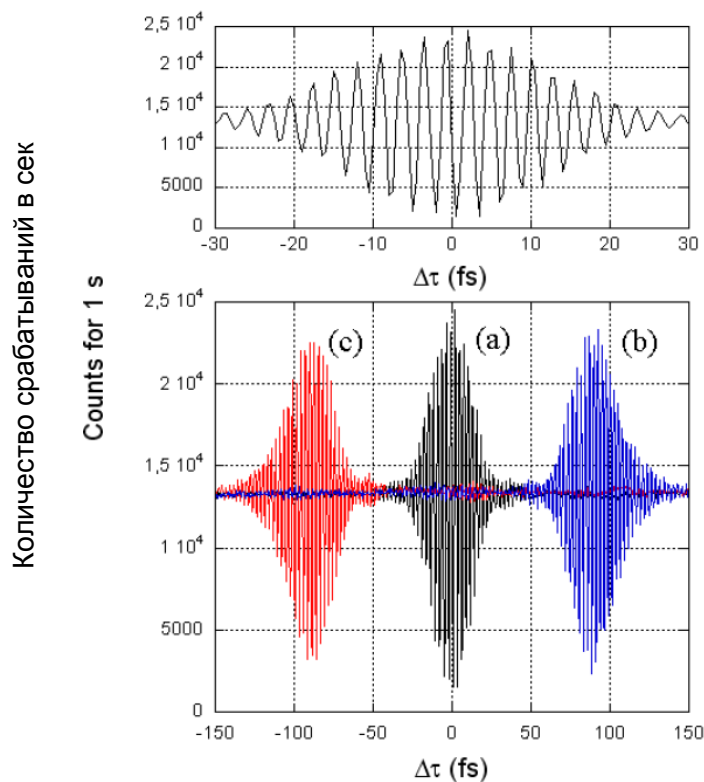


Рисунок 2: Записи интерференции опережающего (b) и запаздывающего (c) фотонных волновых пакетов, “привязанных” к эталонному с $\tau = 0$ (a). Верхний кадр показывает укрупненную картину интерференции.

Обсуждение результатов

Как обычно, обратим внимание на распространение фотонного волнового пакета в целом. Горизонтально и вертикально поляризованные части фотона распространяются с одинаковой скоростью в вакуумных промежутках и линзах

(которые являются изотропными). Но фазовые маски вносят различия в их скорости. Благодаря характеристикам масок (как указано в спецификации компании-поставщика) групповая скорость для вертикально поляризованной составляющей составляет $v_V^g = c/1.488$, а толщина пикселя равна $\ell_m = 10$ мкм.

Используя измеренную задержку между V и H состояниями, мы можем написать для групповой скорости горизонтально поляризованной компоненты

$$v_H^g = \frac{\ell_m}{\ell_m/v_V^g + \Delta\tau^m + \tau} \quad (5)$$

Определенная таким образом групповая скорость в результате оказывается больше c , если τ меньше чем -30 фс, и даже может стать отрицательной при $\tau < -60$ фс. С учетом такой ситуации мы можем сказать, что наблюдается сверхсветовое распространение одиночного фотона, причем смещение волнового пакета намного превосходит его собственный размер. В этом случае могут возникнуть проблемы с принципом причинности [26].

Попробуем теперь подробно исследовать этот подход, рассматривая пространственно разделенные волновые суб-пакеты, проходящие через пиксели маски. Каждый из этих суб-пакетов имеет ограниченный спектр, обусловленный размером пикселя. Эта спектральная область соответствует длине когерентности 3 пс. Такие суб-пакеты имеют сверхсветовую скорость в каждой части установки, включая маску. С этой точки зрения рекомбинация суб-пакетов на второй решетке приводит либо к опережению, либо к задержке полного фотонного волнового пакета по отношению к фотонному состоянию, на которое не осуществлялось воздействие, в зависимости от установленных фаз для составляющих. Такой сверхсветовой феномен ранее уже наблюдался в [14, 16].

Вопрос о скорости распространения информации в нашем эксперименте не решает проблем ранее упоминавшейся дискуссии, связанных с моделями переформирования импульса и рассмотрения роли отдельных точек импульса (таких, как его фронт или неаналитические точки). В нашем эксперименте реконструкция входного фотонного волнового пакета может происходить за все 3 пс длины когерентности волнового суб-пакета, что приводит к опережающему или запаздывающему сдвигу реконструированного волнового пакета на величину, намного превосходящую размер эталонного пакета. Наше исследование показывает: задержка, вносимая линзами и составляющая около 30 пс, превышает 3 пс – максимально допустимое опережение, и это не позволяет проводить прямое измерение сверхсветового потока в 4f-системе. Однако в принципе можно построить отражательную оптическую систему с параболическими зеркалами [27], устраняющую эффекты, связанные с этой задержкой.

Распространение спектральных волновых суб-пакетов через пиксели определено согласуется с причинностью. Действительно, мы можем рассмотреть соотношения Крамерса – Кронига для суб-пакетов и описать их эволюцию, используя функцию Грина, которая удовлетворяет требованиям принципа причинности. Различные пиксели независимы один от другого, фаза каждого пикселя может быть запрограммирована по желанию. Следовательно, не возникает противоречия, если сказать, что распространение происходит причинным образом, но информация распространяется со сверхсветовой скоростью. Из этого анализа можно вывести, что

релевантным оказывается не время когерентности фотонного волнового пакета, а время когерентности суб-пакета, определяемое одиночным пикселем.

Заключение

Итак, нами выполнен эксперимент с существенно выраженным эффектом сверхсветового распространения фотона. Сверхсветовая групповая скорость такова, что фотонный волновой пакет целиком смещается во времени относительно пакета, распространяющегося в вакууме, на расстояние, гораздо большее, чем длина самого фотонного волнового пакета. Этот результат стал возможен благодаря оптической системе, способной независимо управлять фазами отдельных составляющих волнового пакета, в отличие от других экспериментов. Показано, что наши результаты совместимы с принципом причинности, даже если номинальная групповая скорость сильно превосходит скорость света в вакууме.

Важной особенностью нашего эксперимента, основанного на использовании лазера непрерывного действия, является то, что мы не могли непосредственно передавать информацию с помощью фотонного волнового пакета. Однако наш результат, связанный со сверхсветовым феноменом, вполне может быть распространен на установку с импульсным лазером, где информация может эффективно переноситься фотоном. Таким образом, мы можем заключить, что информация, переносимая одиночным фотонным волновым пакетом, может распространяться со сверхсветовой скоростью.

Мы хотели бы поблагодарить С. Maroli и S. Olivares за плодотворную дискуссию, а также А. Schiavi за большую поддержку в экспериментальной работе. Мы хотели бы отметить поддержку М. Giannarchi. Один из авторов благодарит V.S. Olkhovsky за стимулирующий интерес к теме работы.

Библиография

- [1] A. Einstein, Ann. Phys. 17, 891 (1905).
- [2] A. Einstein, H. A. Lorentz, H. Minkowski and H. Weyl, in The principle of relativity, Collected papers, (Dover, New York, 1952).
- [3] L. Brillouin, Wave propagation and group velocity (Academic Press, New York, 1960).
- [4] J.C. Garrison, M.W. Mitchell, R.Y. Chiao and E.L. Bolda, Phys. Lett. A 245, 19 (1998).
- [5] S. Longhi, M. Marano, P. Laporta and M. Belmonte Phys. Rev. E 64, 055602 (2001).
- [6] Ch. Spielmann, R. Szepi, A. Stingl and F. Krausz Phys. Rev. Lett. 73, 2308 (1994).
- [7] A.M. Steinberg, P.G. Kwiat and R.Y. Chiao Phys. Rev. Lett. 71, 708 (1993).
- [8] L.J. Wang, A. Kuzmich and A. Dogariu, Nature (London) 406, 277 (2000) and references therein.
- [9] W.A. von Ignatowsky, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 12, 788 (1910).
- [10] J. Mark and L. Leblond, Am. J. Phys. 44, 271 (1976).
- [11] L.A. Lugiato and V. Gorini, J. Math. Phys. 13, 665 (1972).
- [12] V.S. Olkhovsky and E. Recami, Phys. Rep. 214, 339 (1992).
- [13] L.-G. Wang, N.-H. Liu, Q. Lin and S.-Y. Zhu, Phys. Rev. E 68, 066606 (2003) and references therein.
- [14] D.R. Solli et. al. Phys. Rev. Lett. 91, 143906 (2003).
- [15] H.G. Winful, Phys. Rev. Lett. 90, 023901 (2003).
- [16] N. Brunner, V. Scarani, M. Wegmuller, M. Legre and N. Gisin, Phys. Rev. Lett 93, 203902 (2004).

- [17] G.P. Agrawal, *Nonlinear optics*, (Academic Press, San Diego, 2001).
- [18] M.D. Stenner, D.J. Gauthier and M.A. Neifeld, *Nature (London)* 425, 695 (2003).
- [19] M.M. Wefers and K.A. Nelson, *J. Opt. Soc. Am. B* 12, 1343 (1994).
- [20] A.M. Weiner, *Rev. Sci. Instrum.* 71 1929 (2000).
- [21] S. Cialdi and I. Boscolo, *Nucl. Instrum. Methods A* 526, 239 (2004).
- [22] C.K. Hong and L. Mandel, *Phys. Rev. A* 31, 2409 (1985).
- [23] A. Joobeur, B.E.A. Saleh, T.S. Larchuk and M.C. Teich, *Phys. Rev. A* 53, 4360 (1996).
- [24] S. Cialdi, F. Castelli, I. Boscolo and M.G.A. Paris, *Appl. Opt.* 47, 1832 (2008).
- [25] A. Gogo, W.D. Snyder and M. Beck, *Phys. Rev. A* 71, 052103 (2005).
- [26] J. Peatross, S.A. Glasgow and M. Ware, *Phys. Rev. Lett.* 84, 2370 (2000).
- [27] D.H. Reitze, A.M. Weiner, and D.E. Leaird, *Appl. Phys. Lett.* 61, 1260 (1992).