

УДК 535.14

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ КВАНТОВОГО СЖАТОГО СВЕТА

© А. В. Андрианов¹, Н. А. Калинин^{1,2}, А. А. Сорокин¹,
Е. А. Анашкина¹, G. Leuchs^{1,2,3}

¹*Институт прикладной физики РАН,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46*

²*Max Planck Institute for the Science of Light,
91058, Erlangen, Germany, Staudstraße, 2*

³*Department of Physics, Friedrich-Alexander-Universität,
91058, Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany, Staudstraße, 7
E-mail: alex.v.andrianov@gmail.com*

Квантовые сжатые состояния света, характеризующиеся уменьшенной квантовой неопределённостью по одной из квадратурных переменных ниже неопределённости вакуумного состояния (стандартного квантового предела), играют большую роль в современных фундаментальных и прикладных исследованиях. Приведены основные сведения о свойствах и проявлениях сжатых состояний. Дан краткий обзор методов получения и детектирования квантового сжатого света, при этом особое внимание уделено волоконным схемам. Подробно рассмотрен керровский механизм генерации сжатых состояний, реализующийся в различных вариантах волоконных систем. Представлена экспериментальная схема генерации поляризационно-сжатых состояний на основе нелинейного волокна с сохранением поляризации. Рассмотрены различные факторы, ограничивающие сжатие.

Ключевые слова: квантовая оптика, сжатые состояния света, ультракороткие импульсы, эффект Керра, волоконные световоды.

DOI: 10.15372/AUT20230104

Введение. Достижения квантовой оптики находят всё больше применений в различных областях современных фундаментальных и прикладных исследованиях, а также во многих перспективных приложениях, включая квантовую криптографию [1], квантовые вычисления [2–4], прецизионные измерения [5, 6]. Важные объекты квантовой оптики, ставшие относительно недавно доступными для экспериментальных исследований и уже имеющие практические применения, — это сжатые состояния света [7–9]. Сжатое состояние характеризуется уменьшенной квантовой неопределённостью по одной из квадратурных переменных ниже неопределённости вакуумного состояния (стандартного квантового предела). С практической точки зрения одно из проявлений квантового сжатия — это уменьшение наблюдаемого уровня шума при правильно организованном оптическом измерении. Также генерация сжатых состояний света непосредственно связана с возможностью получения другого очень важного класса неклассических состояний, а именно перепутанных состояний, которые очень важны в квантовой информатике и криптографии. Поэтому сжатый свет находит применение в прецизионной квантовой метрологии [5, 6], квантовых вычислениях с непрерывными переменными [10–12], квантовых сетях [13].

Цель данной работы — создание источников квантового сжатого света на основе волоконных систем и оригинального подхода к решению задачи генерации сжатого света в нелинейном волокне с сохранением поляризации при накачке ультракороткими импульсами. Кроме того, представлен краткий обзор основных принципов и схем получения сжатого света и их возможных применений для прецизионных измерений. Более подробно

рассмотрен один из механизмов генерации импульсного сжатого света, основанной на использовании фемтосекундного лазера и волоконно-оптических световодов, что делает его перспективным для многих приложений.

Квантовый сжатый свет. Сжатый свет является одним из уникальных состояний электромагнитного поля, проявляющих принципиально квантовую природу света [14, 15] и поэтому играющих важную роль в развитии квантово-оптических технологий [7, 16].

Термин «сжатый свет» используется для описания квантовой неопределённости в фазовом пространстве, при котором некоторая измеряемая величина, например конкретная квадратура поля, имеет меньшую дисперсию, чем дисперсия когерентного состояния.

Сжатый свет долго оставался лишь теоретической концепцией (история вопроса рассмотрена в [17]), что, однако, не мешало развивать соответствующий математический аппарат и разрабатывать возможные экспериментальные схемы. После первого наблюдения сжатия [18] началось активное экспериментальное освоение данной области квантовой оптики. Развивались различные схемы генерации, детектирования, а также применения сжатых состояний света [8].

Следует выделить два наиболее распространённых типа сжатых состояний: сжатые вакуумные состояния и сжатые когерентные состояния. Вакуумное состояние характеризуется нулевой средней амплитудой. При этом сжатые вакуумные состояния могут быть яркими, т. е. содержащими много фотонов [19]. Для описания сжатых состояний удобно воспользоваться функцией Вигнера в фазовом пространстве [20–22]. Вакуумное состояние описывается гауссовским вигнеровским распределением с одинаковыми дисперсиями по обоим сопряжённым фазовым переменным. В сжатом вакуумном состоянии дисперсия по одной из координат ниже дисперсии исходного (несжатого) вакуумного состояния, что достигается ценой увеличения дисперсии по сопряжённой координате, чтобы удовлетворить соотношению неопределённостей Гейзенберга. Отметим, что среднее число фотонов в сжатом вакуумном состоянии больше нуля, поэтому их можно регистрировать непосредственным детектированием. Когерентное состояние, являющееся наиболее естественным квантовым аналогом классического когерентного лазерного света, также описывается гауссовой функцией Вигнера с одинаковыми дисперсиями по всем координатам, но смещённой от 0 на некоторую величину, соответствующую средней величине амплитуды поля. Квантовая неопределённость когерентного состояния такая же, как и у вакуумного. Сжатое когерентное состояние также описывается гауссовой функцией, но с меньшей дисперсией по одной из координат. Отметим, что существуют сжатые состояния, которые не описываются гауссовыми функциями [23], примером этому может служить состояние, являющееся суммой вакуумного и однофотонного фоковского состояний [24].

Методы получения сжатого света. Подробнее рассмотрим основные методы получения сжатых вакуумных и сжатых когерентных состояний — они основаны на использовании нелинейно-оптических процессов в различных средах. Сжатое вакуумное состояние можно получить при использовании нелинейных эффектов в средах с квадратичной нелинейностью — в нелинейных кристаллах, широко применяемых для параметрических генераторов света. Фактически параметрический распад одного кванта накачки на два кванта сигнальной и холостой волн в вырожденном случае (когда сигнальный и холостой фотоны неразличимы по частоте и поляризации) ведёт к генерации вакуумного сжатого состояния. Параметрические генераторы, работающие ниже порога, являются на сегодняшний день одними из наиболее широко используемых источников сжатых квантовых состояний [25–32]. Рекордное значение сжатия (-15 дБ) получено на этом принципе [32]. Надо отметить, что сжатие сигнального или холостого пучка наблюдалось также при работе выше порога генерации [33].

Следует отметить, что сжатый свет уже успешно используется для улучшения предельно чувствительных измерений. Одними из наиболее чувствительных приборов, со-

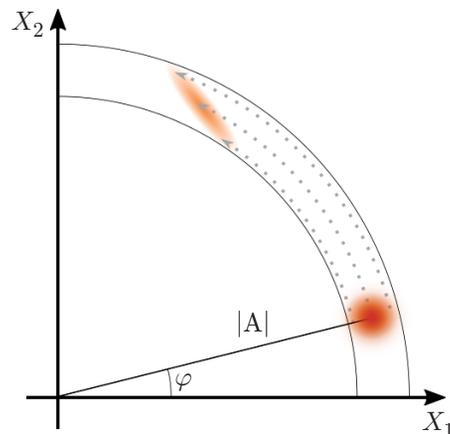


Рис. 1. Преобразование функции Вигнера при формировании сжатого состояния из исходного когерентного состояния в результате эффекта Керра (X_1 , X_2 — квадратурные переменные, $|A|$ — среднее значение амплитуды поля, φ — среднее значение фазы)

зданных учёными, являются гравитационно-волновые интерферометры. Сжатое вакуумное состояние в интерферометре LIGO и разрабатываемых интерферометрах нового поколения подаётся на вход «тёмного» порта интерферометра и заменяет собой вакуумное состояние, которое проникало бы в интерферометр, если бы вход этого порта оставался незадействованным. В конечном итоге это позволяет улучшить соотношение сигнал/шум на выходе финального фотодетектора, который регистрирует полезный сигнал (теория работы данной схемы весьма сложна [34, 35]).

В качестве альтернативы нелинейным процессам второго порядка для генерации сжатого света может использоваться кубичная нелинейность. Нелинейные процессы третьего порядка обычно намного слабее, чем процессы второго порядка, однако они существуют в аморфных материалах, что значительно расширяет выбор нелинейной среды. В этом отношении особенно перспективны волоконные световоды на основе кварцевых или специальных высоконелинейных стёкол. Слабая величина взаимодействия может быть успешно компенсирована большой длиной взаимодействия, поскольку современные технологии изготовления обеспечивают низкие потери в волокне на больших расстояниях.

Генерация сжатого света в оптических волокнах. Сжатие в оптических волокнах основано на четырёхволновом смешении и нелинейном оптическом эффекте Керра. Нелинейности третьего порядка приводят к тому, что показатель преломления материала, в котором распространяется свет, зависит от интенсивности самого света: $n = n_0 + n_2 I$. Эффект Керра преобразует когерентное состояние лазера накачки в сжатое состояние (рис. 1). Это можно пояснить, рассмотрев нелинейные фазовые сдвиги, приобретаемые сигналом с учётом квантовой неопределённости в фазовом пространстве. Области в фазовом пространстве с более высокой амплитудой испытывают больший фазовый сдвиг [7, 8]. Таким образом, исходное симметричное распределение Вигнера когерентного состояния трансформируется в сжатое распределение (это верно в первом приближении, которое практически применимо, так как для значительного фазового сдвига нужны большие интенсивности). В квантовой оптике принято измерять сжатие как логарифм отношения дисперсии сжатой квадратуры к дисперсии вакуумного состояния.

С квазиклассической точки зрения керровская нелинейность приводит к формированию корреляций между боковыми полосами относительно несущей оптической частоты, что в конечном итоге приводит к уменьшению шума в выходном сигнале. Уменьшение шума может быть наблюдаемо только при введении определённых фазовых коррекций

между боковыми полосами и несущей частотой. Использование керровской нелинейности не требует выполнения условий синхронизма и, таким образом, является одним из самых простых способов получения сжатого когерентного света. Одна из проблем связана с тем, что нелинейность третьего порядка обычно слаба, и необходимо использовать высокие уровни мощности, что, в свою очередь, может приводить к другим нежелательным нелинейным взаимодействиям. Другая проблема состоит в том, как измерять и использовать сжатие квантового состояния, получаемого при распространении когерентного состояния через керровскую среду. Это состояние не является сжатым по амплитудной или фазовой квадратуре оно сжато вдоль некоторой линии, наклонённой под углом к вектору среднего значения амплитуды в фазовом пространстве. Также отметим, что статистика числа фотонов, измеряемых детектором мощности, не меняется при распространении через керровскую среду, поэтому необходимо использование специальных методов детектирования керровского сжатия.

Первое наблюдение сжатия в оптическом волокне было проведено в 1986 г. при применении непрерывного излучения и специальной схемы детектирования, которая использовала отражение выходного пучка от оптического резонатора, дававшего сильную дисперсию, достаточную для внесения необходимых фазовых поправок для частотных боковых полос, что в конечном итоге позволяло измерить сжатие. Измеренное сжатие было очень малым ($-0,5$ дБ), несмотря на большие приложенные усилия к уменьшению шума [36]. Волокно охлаждалось до криогенных температур для того, чтобы уменьшить шум рассеяния на акустических модах волокна (GAWBS — guided acoustic wave Brillouin scattering). Большая длина волокна в первом эксперименте (114 м), требуемая для получения значимого керровского набега фазы для непрерывного излучения, делала этот эффект критически важным.

Значительно продвинуться в генерации сжатых состояний в волокнах позволила плодотворная идея использования последовательности оптических солитонов, у которых пиковая мощность на порядки превышает среднюю мощность [37, 38]. Солитоны сохраняют свою форму и пиковую мощность, а также практически плоские временные и спектральные фазовые распределения на больших трассах, что позволяет рассматривать их во многом аналогично непрерывному излучению с очень высокой пиковой мощностью. Использование солитонов даёт возможность существенно сократить длину волокна, что выгодно с точки зрения уменьшения потерь и ослабления вредного влияния эффекта GAWBS. Применение волоконных световодов позволило также создавать различные конфигурации схемы для получения и детектирования сжатого света. Например, при использовании симметричного волоконного интерферометра Саньяка в одном из его выходов получается состояние, приблизительно соответствующее сжато вакууму, в другом выходе — яркое состояние, которое можно применять в качестве гетеродинного сигнала для измерения сжатия [37–41]. При распространении в интерферометре оба импульса испытывают примерно одинаковое влияние эффекта GAWBS, так что он в значительной степени компенсируется. В другом варианте схемы рассматривалась спектральная фильтрация различных компонент ультракороткого солитонного импульса на выходе, что позволило наблюдать сжатие при непосредственном детектировании мощности [42–45].

Другой путь состоит в применении импульсов, распространяющихся в двух различных модах, которые далее суммируются на выходе с нужной фазой, что приводит к повороту эллипса сжатия в фазовом пространстве таким образом, чтобы сжатое направление совпало с амплитудной квадратурой. Этого можно достичь, используя асимметричный интерферометр Саньяка или Маха — Цендера [46–49]. Все интерферометрические системы имеют общую проблему, заключающуюся в том, что распространяющиеся импульсы испытывают некоррелированные между собой шумы рассеяния на акустических колебаниях (GAWBS).

Поэтому далее были предложены схемы с двумя попутно распространяющимися импульсами в волокне, сохраняющем поляризацию. В работах [50, 51] сжатие достигалось в интерферометрической схеме Маха — Цендера, основанной на волокне с сохранением поляризации.

В альтернативном подходе [52–55] также используется волокно с сохранением поляризации, в котором распространяются два одинаково интенсивных импульса. Но на выходе анализируется состояние поляризации излучения. При этом осуществляется измерение параметров Стокса и сжатие соответствует уменьшению флуктуаций одного из этих параметров ниже стандартного квантового предела. Преимущество схем на основе волокон, сохраняющих поляризацию, состоит в том, что влияние эффекта GAWBS значительно уменьшается из-за распространения обоих пучков по одному пути. В данной схеме получены рекордные значения сжатия ($-6,8$ дБ) для волоконных систем [53]. Более подробно схема поляризационного сжатия будет рассмотрена далее.

Приведём некоторые простые соображения, которые помогают интерпретировать и моделировать механизмы получения квантового сжатия и его проявления с прикладной и инженерной точек зрения. Для состояний излучения с гауссовой формой вignerовского распределения (в том числе и сжатой) можно предложить следующую интерпретацию квантово-оптической неопределённости. Любые состояния содержат квантовый шум, который представляет собой набор всевозможных случайных колебаний с любыми частотами и волновыми векторами. Для вакуумных и когерентных состояний шум обладает гауссовой статистикой, имеет одинаковую плотность на всех частотах (белый шум), а его величина соответствует неопределённости вакуумного состояния. В частности, можно считать, что всё пространство заполнено вакуумными состояниями со всевозможными частотами и волновыми векторами. Однако это виртуальное поле нельзя увидеть прямым детектированием (т. е. из него нельзя извлечь энергию), но проявления квантового шума вполне чётко видны при детектировании сильного поля. При наличии сильного поля, например лазерного излучения с амплитудой A , сигнал фотоприёмника, пропорциональный мощности $U = (A + \delta A)^2 \approx A^2 + 2A\delta A$, содержит компоненту, связанную с квантовым шумом δA . Наличие в шумовом слагаемом множителя, пропорционального амплитуде сильного поля, позволяет зарегистрировать квантовые флуктуации. Зачастую наблюдение производится с помощью радиочастотного анализатора спектра, на который поступает сигнал с фотоприёмника. Если на вход детектора подан оптический сигнал от одномодового одночастотного малошумящего лазера, наиболее близко соответствующий когерентному состоянию, то радиочастотный спектр сигнала покажет наличие белого шума. В реальности в любом лазерном излучении существуют шумы другой природы, например технические, однако они быстро убывают с увеличением частоты и, начиная с некоторых частот, становятся меньше уровня квантового шума. Поэтому обычно измерения производятся на относительно высоких частотах (порядка нескольких МГц, в редких случаях очень малошумящих источников — от единиц Гц). Конечно, собственный (темновой) шум детектора и электронных схем должен быть ниже регистрируемого уровня квантового шума, и этого не трудно достичь на современной радиоэлектронной элементной базе. При использовании последовательностей ультракоротких импульсов, которые генерируются лазерами с синхронизацией мод и следуют с частотами повторения несколько десятков МГц, необходимо учитывать наличие в сигнале фотодетектора (ФД) сильной компоненты на частоте повторения лазера и её гармониках. Квантовый шум необходимо измерять в диапазоне между гармониками частоты повторения. Обычно используют фильтр нижних частот, который подавляет первую и все высшие гармоники частоты повторения лазера, и проводят измерения в диапазоне ниже частоты повторения.

В вышепредставленном рассмотрении функцию Вигнера квантового состояния можно интерпретировать как распределение вероятности измеряемых величин в фазовом про-



Рис. 2. Схема генерации поляризационно-сжатого света

странстве. Соответствующие изображения когерентных и сжатых состояний можно представить в виде облака точек, аналогичных различным реализациям измерений поля. Это позволяет проводить простые аналогии с классическими шумами и их преобразованиями при прохождении оптических элементов. Так, керровское сжатие, изображённое на рис. 1, можно моделировать как результат трансформации симметричного облака точек со случайно распределёнными амплитудами и фазами в вытянутое облако, формирующееся в результате зависимости нелинейного набегса фазы от интенсивности сигнала.

Так же можно моделироватьхождение квантового света через оптические элементы, например делители пучка и среды с потерями. При прохождении через делитель пучка происходит ослабление его амплитуды (в том числе и амплитуды его шумов) пропорционально \sqrt{T} (T — коэффициент пропускания делителя) точно так же, как и в классическом случае [9]. Однако необходимо помнить, что через незадействованный входной порт делителя поступает квантовый шум вакуумного состояния. Если входное излучение было в когерентном квантовом состоянии, то ослабление квантового шума полностью компенсируется добавлением вакуумного шума, так что неопределённость выходного состояния не уменьшается. Если же входное состояние было сжатым, то квантовый вакуумный шум загрязняет данное состояние, что приводит к ухудшению сжатия. Потери при прохождении оптических элементов или среды, а также отличие квантовой эффективности детекторов от единицы могут быть интерпретированы как последовательность делителей с соответствующими коэффициентами. Потери являются одним из главных ограничивающих факторов на пути к получению сильного квантового сжатия. Отметим, что результаты, получаемые с помощью данного достаточно простого и наглядного описания, соответствуют полностью квантовому описанию состояний с гауссовой статистикой.

Квантовый шум определяет фундаментальное ограничение на точность оптических измерений. Использование сжатого света позволяет ослабить это ограничение. Например, при детектировании вышеописанным способом амплитудно-сжатого света регистрируемый на анализаторе спектра шум будет ниже шума когерентного состояния, поскольку для сжатого света уменьшены амплитудные флуктуации δA (за счёт увеличения флуктуаций по фазе). Это позволяет получить лучшее отношение сигнал/шум, если в исходном сигнале закодирована полезная информация в виде амплитудной модуляции.

Поляризационное сжатие. Рассмотрим более подробно поляризационное сжатие, которое на сегодняшний день представляется одним из наиболее удобных и позволяет получить рекордные для волоконных систем величины сжатия. Общая схема установки показана на рис. 2. В основе системы лежит распространение импульсов в двух ортогональных поляризационных модах в волокне с сохранением поляризации. Каждый из этих изначально когерентных импульсов при распространении испытывает керровское сжатие, меняя форму вигнеровского распределения в фазовом пространстве с симметричной на сжатую (контуры которой имеют форму эллипса). В принципе флуктуации любой измеряемой в квантово-оптическом эксперименте величины могут быть сжаты, т. е. быть меньше флуктуаций когерентного состояния света. Одной из таких величин, удобной для измерения, является состояние поляризации. Его можно характеризовать параметрами Стокса S_1 , S_2 , S_3 , определение которых обобщается на случай квантового поля [54].

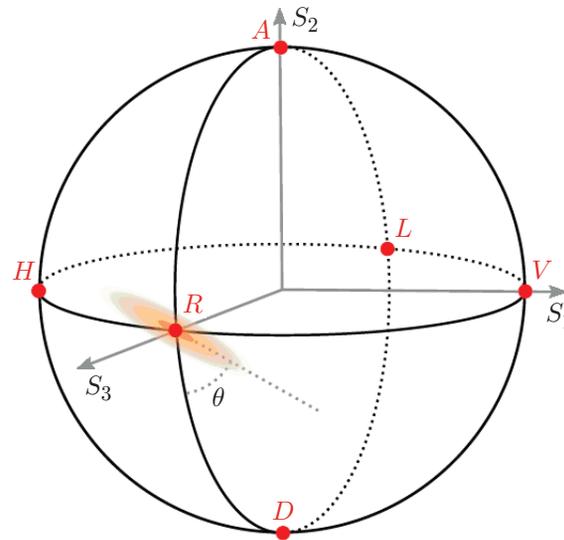


Рис. 3. Поляризационно-сжатое состояние на сфере Пуанкаре. Обозначения: H, V — горизонтальная и вертикальная поляризации; D, A — диагональные поляризации, наклонённые под 45° и -45° ; R, L — правовращающая и левовращающая циркулярные поляризации, θ — угол наклона эллипса сжатия

Если некоторое состояние поляризации возникает при сложении ортогонально поляризованных пучков, испытавших керровское сжатие, то итоговое состояние представляет собой поляризационно-сжатый пучок. Для измерения сжатия этот пучок необходимо преобразовать таким образом, чтобы измерения дисперсии одного из параметров Стокса были меньше, чем в когерентном состоянии с той же интенсивностью. Проиллюстрировать формирование и преобразование поляризационно-сжатых пучков удобно на сфере Пуанкаре (рис. 3). Исходное когерентное состояние, имеющее линейную поляризацию (ориентированную под углом 45° , если собственные оси волокна соответствуют вертикальной и горизонтальной поляризациям), можно изобразить в виде симметричного облака, где размер облака характеризует квантовую неопределённость. После прохождения нелинейной среды в обеих поляризационных модах возникают корреляции между интенсивностью и фазой, что приводит к формированию сжатого в форме эллипса распределения поляризаций выходного излучения. Важной особенностью поляризационного сжатия является простая возможность поворота как среднего значения поляризации (центра эллипса), так и ориентации осей эллипса на сфере Пуанкаре, что важно для осуществления детектирования сжатия. Для этого необходимо установить циркулярное состояние поляризации на выходе из волокна. Этого можно добиться несколькими способами: либо использованием двух четвертьволновых пластинок, либо прецизионным выбором длины волокна так, чтобы разность фаз между сигналами в поляризационных модах волокна была $\pi/2$, либо с помощью приложения небольшого механического воздействия (сдавливания волокна в направлении одной из собственных осей) для обеспечения такого же сдвига фаз. После этого в системе устанавливается полуволновая пластинка, которая переводит циркулярную поляризацию в ортогональную (с правовращающей в левовращающую и наоборот), но что более важно — изменяет ориентацию осей эллипса сжатия. Действие полуволновой пластинки соответствует повороту всей сферы на 180° относительно оси, проходящей через собственные поляризации пластинок (это линейные поляризации, лежащие в плоскости экватора сферы). Путём выбора ориентации полуволновой пластинки можно повернуть эллипс сжатия так, чтобы сжатая ось соответствовала параметру Стокса S_1 .

Далее производится измерение данного параметра с помощью поляризационного делителя (например, призмы Волластона) и двух максимально идентичных фотодетекторов. Электрический сигнал с фотодетекторов поступает на схему вычитания, и разностный сигнал анализируется радиочастотным анализатором спектра.

Особенностью работы схемы в режиме ультракоротких импульсов является необходимость компенсации группового разбегания импульсов, распространяющихся в поляризационных модах волокна. В первой реализации данной схемы для этого использовался интерферометр, который подготавливал ортогонально поляризованные импульсы с требуемой задержкой на входе волокна, так что импульсы приходили одновременно на выходе волокна.

Экспериментальные результаты. В данной работе была реализована более простая полностью волоконная модификация схемы, не требующая сложной в настройке интерферометра. Модификация основана на использовании двух равных отрезков волокна с сохранением поляризации, сваренных с поворотом собственных осей на 90° . При этом суммарные групповые задержки для ортогональных поляризаций полностью компенсируются. Также в идеальном случае (при точно равных длинах) компенсируются и фазовые задержки. В реальности полной компенсации не происходит, однако существенно уменьшается дрейф относительных фаз при изменении температуры. Это делает схему весьма стабильной и позволяет обойтись без систем активной стабилизации и обратной связи, которые обычно используются в установках для получения квантового сжатия. Источником излучения был фемтосекундный лазер с синхронизацией мод на длине волны 1,56 мкм, аналогичный использованному в работах [52–54]. Шум его выходного сигнала при частотах выше 1 МГц был близок к стандартному квантовому пределу. Длительность импульса на выходе лазера составляла около 200 фс, частота повторения импульсов — 80 МГц, максимальная энергия импульсов — 1,2 нДж. В качестве нелинейного элемента использовалось волокно с сохранением поляризации 3M FS-PM-781 длиной 5 м. Дисперсия групповых скоростей волокна на длине волны 1,56 мкм аномальная и составляет $-10 \text{ пс}^2/\text{км}$, нелинейность — $3 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$. Энергия импульсов ослаблялась приблизительно до 0,18 нДж перед вводом в волокно, чтобы обеспечить близкий к солитонному режим распространения импульса, а также не допустить насыщения детекторов. Детекторы были основаны на фотодиодах InGaAs с высокой квантовой эффективностью (более 90 %). В схеме детекторов непосредственно на выходе фотодиодов был установлен пассивный фильтр нижних частот с частотой среза около 20 МГц, который эффективно подавлял сигнал с частотой повторения лазера 80 МГц, что препятствовало насыщению усилителей и позволяло наблюдать квантовые шумы на более низких частотах. Регистрация уровня квантовых шумов осуществлялась с помощью анализатора спектра Agilent E4411B, наиболее точные измерения проводились в узком диапазоне около центральной частоты 13,5 МГц.

Примеры зарегистрированного на анализаторе спектра приведены на рис. 4. В зависимости от угла поворота полуволновой пластинки можно изменять ориентацию эллипса и получать сигнал как с уменьшенным шумом относительно стандартного квантового предела (сжатие), так и увеличенным (антисжатие). Наилучшее сжатие, т. е. уменьшение уровня шума по сравнению с уровнем шума когерентного состояния, составляло около $-5,4 \text{ дБ}$ и достигалось при параметрах импульса, близких к солитонным.

Благодаря полностью волоконной реализации элемента, в котором формируется сжатый свет, система обладала достаточно высокой стабильностью. На протяжении нескольких недель тестирования в режиме периодических выключений и включений система начинала генерировать сжатый свет сразу после включения, небольшие настройки четвертьволновых пластинок требовались для достижения максимального сжатия. На малых временах порядка нескольких минут уровень сжатия оставался постоянным.

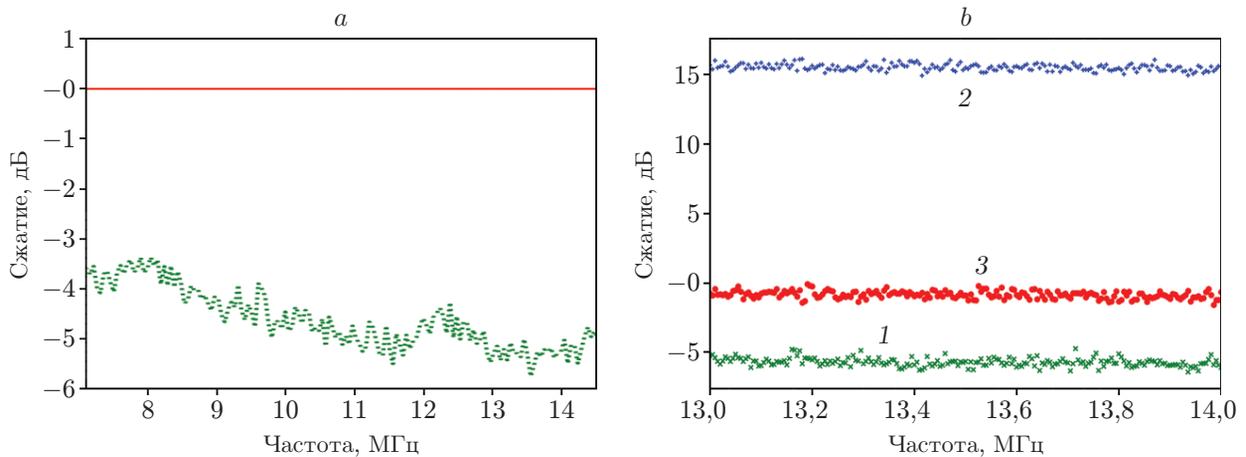


Рис. 4. Измерения шума сжатого сигнала: радиочастотный спектр шума сжатого сигнала (пунктирная кривая) на выходе детектора в широкой полосе частот и среднее значение шума когерентного состояния (сплошная кривая) (a); шум сжатого состояния (кривая 1), антисжатого состояния (кривая 2) и шум когерентного состояния (кривая 3) в области от 13 до 14 МГц (b)

Основные факторы, которые ограничивают достижение большего сжатия в данной системе, — потери, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) света и эффект GAWBS. Суммарные потери в системе (включая потери, связанные с квантовой эффективностью детектора) были оценены в 20 %, при этом собственные потери волокна (1,5 дБ/км) малы. Потери достаточно сильно ограничивают сжатие. Детектируемое сжатие составляет лишь $-5,4$ дБ при уровне сжатия -10 дБ непосредственно в волокне (и $-6,8$ дБ при -20 дБ). Эффект вынужденного комбинационного рассеяния приводит к самосдвигу длины волны солитона [56], что также ухудшает сжатие, как показывает численное моделирование [54]. Тем не менее считаем, что дальнейшие оптимизации данной системы позволят получить лучшие значения сжатия. Оптимизации включают уменьшение потерь на выходном торце волокна, а также в схеме детектирования. Для ослабления влияния ВКР рассматриваются оптимизации, связанные с увеличением длительности импульса, поскольку скорость самосдвига сильно уменьшается с ростом длительности [54, 57].

Закключение. Отметим, что генерация квантовых сжатых состояний света с помощью керровской нелинейности в волокнах является перспективным направлением исследований. Непосредственная совместимость с волокнами определяет возможности интеграции стабильных и надёжных источников неклассического света в различные волоконные системы. Отметим также, что в последнее время активно исследуются волокна на основе новых высоконелинейных и прозрачных в широком диапазоне длин волн материалов, таких как теллуридные и халькогенидные стёкла. Благодаря высокой нелинейности такие световоды представляют заметный интерес для генерации неклассического света в недоступных для кварцевых световодов диапазонах [58–60]. Интересные перспективы также открываются при использовании керровской нелинейности в интегральных волноводных схемах, выполненных, например, на основе полупроводниковых материалов [61] либо стёкол [62].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке научного центра мирового уровня «Центр фотоники» (соглашение № 075-15-2020-316).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pirandola S., Andersen U. L., Banchi L. et al.** Advances in quantum cryptography // *Adv. Opt. Photon.* 2020. **12**, Iss. 4. P. 1012–1236.
2. **Slussarenko S., Pryde G. J.** Photonic quantum information processing: A concise review // *Appl. Phys. Rev.* 2019. **6**, Iss. 4. 041303.
3. **Moody G., Sorger V. J., Blumenthal D. J. et al.** 2022 Roadmap on integrated quantum photonics // *Journ. Phys. Photonics.* 2022. **4**, N 1. Id. 012501. 85 p. DOI: 10.1088/2515-7647/ac1ef4.
4. **Рябцев И. И., Митянин К. Ю., Бетеров И. И. и др.** Квантовые вычисления на основе одиночных ультрахолодных атомов в оптических ловушках // *Автометрия.* 2020. **56**, № 5. С. 72–80. DOI: 10.15372/AUT20200509.
5. **Lough J., Schreiber E., Bergamin F. et al.** First demonstration of 6 dB quantum noise reduction in a kilometer scale gravitational wave observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2021. **126**, Iss. 4. Id. 041102.
6. **Lawrie B. J., Lett P. D., Marino A. M., Pooser R. C.** Quantum sensing with squeezed light // *ACS Photonics.* 2019. **6**, N 6. P. 1307–1318.
7. **Lvovsky A. I.** Squeezed Light // *Photonics: Scientific Foundations, Technology and Applications.* Ed. D. L. Andrews. Vol. 1. Chapter 5. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2015. P. 121–163.
8. **Andersen U. L., Gehring T., Marquardt Ch., Leuchs G.** 30 years of squeezed light generation // *Phys. Scripta.* 2016. **91**, N 5. 053001. DOI: 10.1088/0031-8949/91/5/053001.
9. **Bachor H.-A., Ralph T. C.** A Guide to Experiments in Quantum Optics. Third edition. Weinheim: Wiley-VCH, 2019. 565 p.
10. **Larsen M. V., Chamberland Ch., Noh K. et al.** Fault-tolerant continuous-variable measurement-based quantum computation architecture // *PRX Quantum.* 2021. **2**, N 3. 030325.
11. **Zhong H.-S., Wang H., Deng Y.-H. et al.** Quantum computational advantage using photons // *Science.* 2020. **370**, N 6523. P. 1460–1463.
12. **Menicucci N. C., van Loock P., Gu M. et al.** Universal quantum computation with continuous-variable cluster states // *Phys. Rev. Lett.* 2006. **97**, N 11. P. 110501.
13. **Gottesman D., Preskill J.** Secure quantum key distribution using squeezed states // *Phys. Rev. A.* 2001. **63**, N 2. P. 022309.
14. **Walls D. F.** Squeezed states of light // *Nature.* 1983. **306**, N 5939. P. 141–146.
15. **Leuchs G.** Photon Statistics, Antibunching and Squeezed States // *Frontiers of Nonequilibrium Statistical Physics* / Ed. Moore G. T., Scully M. O. Vol. 135. Boston, MA: Springer US, 1986. P. 329–360.
16. **Loudon R., Knight P. L.** Squeezed light // *Journ. Modern Optics.* 1987. **34**, N 6–7. P. 709–759.
17. **Dodonov V. V.** ‘Nonclassical’ states in quantum optics: a ‘squeezed’ review of the first 75 years // *Journ. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 2002. **4**, N 1. P. R1–R33.
18. **Slusher R. E., Hollberg L. W., Yurke B. et al.** Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity // *Phys. Rev. Lett.* 1985. **55**, N 22. P. 2409–2412.
19. **Pérez A. M., Iskhakov T. Sh., Sharapova P. et al.** Bright squeezed-vacuum source with 11 spatial mode // *Opt. Lett.* 2014. **39**, Iss. 8. P. 2403–2406.
20. **Schleich W. P.** Quantum Optics in Phase Space. Berlin: Wiley-VCH, 2005. 716 p.
21. **Ries J., Brezger B., Lvovsky A. I.** Experimental vacuum squeezing in rubidium vapor via self-rotation // *Phys. Rev. A.* 2003. **68**, N 2. 025801.
22. **Rigas I., Klimov A. B., Sanchez-Soto L. L., Leuchs G.** Nonlinear cross-Kerr quasiclassical dynamics // *New Journ. Phys.* 2013. **15**, Iss. 4. Id. 043038.

23. **Bräuer Š., Marek P.** Generation of quantum states with nonlinear squeezing by Kerr nonlinearity // *Opt. Express*. 2021. **29**, Iss. 14. P. 22648–22658.
24. **Wódkiewicz K., Knight P. L., Buckle S. J., Barnett S. M.** Squeezing and superposition states // *Phys. Rev. A*. 1987. **35**, Iss. 6. P. 2567–2577.
25. **Polzik E. S., Carri J., Kimble H. J.** Spectroscopy with squeezed light // *Phys. Rev. Lett.* 1992. **68**, Iss. 20. P. 3020–3023.
26. **Breitenbach G., Schiller S., Mlynek J.** Measurement of the quantum states of squeezed light // *Nature*. 1997. **387**, Iss. 6632. P. 471–475.
27. **Lam P. K., Ralph T. C., Buchler B. C. et al.** Optimization and transfer of vacuum squeezing from an optical parametric oscillator // *Journ. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 1999. **1**, Iss. 4. P. 469–474.
28. **Sizmann A., Horowicz R. J., Wagner G., Leuchs G.** Observation of amplitude squeezing of the up-converted mode in second harmonic generation // *Opt. Commun.* 1990. **80**, Iss. 2. P. 138–142.
29. **Kürz P., Paschotta R., Fiedler K. et al.** Squeezing by second-harmonic generation in a monolithic resonator // *Appl. Phys. B*. 1992. **55**, Iss. 3. P. 216–225.
30. **Suzuki S., Yonezawa H., Kannari F. et al.** 7dB quadrature squeezing at 860nm with periodically poled KTiOPO4 // *Appl. Phys. Lett.* 2006. **89**, Iss. 6. 061116.
31. **Vahlbruch H., Mehmet M., Chelkowski S. et al.** Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction // *Phys. Rev. Lett.* 2008. **100**, Iss. 3. 033602.
32. **Vahlbruch H., Mehmet M., Danzmann K. et al.** Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency // *Phys. Rev. Lett.* 2016. **117**, Iss. 11. 110801.
33. **Fürst J. U., Strekalov D. V., Elser D. et al.** Quantum light from a whispering-gallery-mode disk resonator // *Phys. Rev. Lett.* 2011. **106**, Iss. 11. P. 113901.
34. **Goda K., Miyakawa O., Mikhailov E. E. et al.** A quantum-enhanced prototype gravitational-wave detector // *Nature Phys.* 2008. **4**, Iss. 6. P. 472–476.
35. **Grote H., Danzmann K., Dooley K. L. et al.** First long-term application of squeezed states of light in a gravitational-wave observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2013. **110**, Iss. 18. P. 181101.
36. **Shelby R. M., Levenson M. D., Perlmutter S. H. et al.** Broad-band parametric deamplification of quantum noise in an optical fiber // *Phys. Rev. Lett.* 1986. **57**, Iss. 6. P. 691–694.
37. **Rosenbluh M., Shelby R. M.** Squeezed optical solitons // *Phys. Rev. Lett.* 1991. **66**, N 2. P. 153–156.
38. **Drummond P. D., Shelby R. M., Friberg S. R., Yamamoto Y.** Quantum solitons in optical fibres // *Nature*. 1993. **365**, N 6444. P. 307–313.
39. **Bergman K., Haus H. A.** Squeezing in fibers with optical pulses // *Opt. Lett.* 1991. **16**, Iss. 9. P. 663–665.
40. **Bergman K., Haus H. A., Ippen E. P., Shirasaki M.** Squeezing in a fiber interferometer with a gigahertz pump // *Opt. Lett.* 1994. **19**, Iss. 4. P. 290–292.
41. **Fujiwara Y., Nakagome H., Hirose K., Kannari F.** Generation of squeezed pulses with a Sagnac loop fiber interferometer using a non-soliton femtosecond laser pulse at 800 nm // *Opt. Express*. 2009. **17**, Iss. 13. P. 11197–11204.
42. **Friberg S. R., Machida S., Werner M. J. et al.** Observation of optical soliton photon-number squeezing // *Phys. Rev. Lett.* 1996. **77**, Iss. 18. P. 3775–3778.
43. **Spälter S., Korolkova N., König F. et al.** Observation of multimode quantum correlations in fiber optical solitons // *Phys. Rev. Lett.* 1998. **81**, Iss. 4. P. 786–789.

44. **Huntington E. H., Milford G. N., Robilliard C.** Demonstration of the spatial separation of the entangled quantum sidebands of an optical field // *Phys. Rev. A.* 2005. **71**, Iss. 4. 041802.
45. **Huntington E. H., Ralph T. C.** Separating the quantum sidebands of an optical field // *Journ. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 2002. **4**, N 2. P. 123–128.
46. **Kitagawa M., Yamamoto Y.** Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer // *Phys. Rev. A.* 1986. **34**, N 5. P. 3974–3988.
47. **Schmitt S., Ficker J., Wolff M. et al.** Photon-number squeezed solitons from an asymmetric fiber-optic Sagnac interferometer // *Phys. Rev. Lett.* 1998. **81**, Iss. 12. P. 2446–2449.
48. **Krylov D., Bergman K.** Amplitude-squeezed solitons from an asymmetric fiber interferometer // *Opt. Lett.* 1998. **23**, Iss. 17. P. 1390–1392.
49. **Levandovsky D., Vasilyev M., Kumar P.** Amplitude squeezing of light by means of a phase-sensitive fiber parametric amplifier // *Opt. Lett.* 1999. **24**, Iss. 14. P. 984–986.
50. **Fiorentino M., Sharping J. E., Kumar P. et al.** Soliton squeezing in a Mach-Zehnder fiber interferometer // *Phys. Rev. A.* 2001. **64**, Iss. 3. Id. 031801.
51. **Fiorentino M., Sharping J. E., Kumar P. et al.** Soliton squeezing in microstructure fiber // *Opt. Lett.* 2002. **27**, Iss. 8. P. 649–651.
52. **Heersink J., Josse V., Leuchs G., Andersen U. L.** Efficient polarization squeezing in optical fibers // *Opt. Lett.* 2005. **30**, N 10. P. 1192–1194.
53. **Dong R., Heersink J., Corney J. F. et al.** Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers // *Opt. Lett.* 2008. **33**, Iss. 2. P. 116–118.
54. **Corney J. F., Heersink J., Dong R. et al.** Simulations and experiments on polarization squeezing in optical fiber // *Phys. Rev. A.* 2008. **78**, N 2. 023831.
55. **Hosaka A., Hirokawa K., Sawada R., Kannari F.** Generation of photon-number squeezed states with a fiber-optic symmetric interferometer // *Opt. Express.* 2015. **23**, Iss. 15. P. 18850–18863.
56. **Gordon J. P.** Theory of the soliton self-frequency shift // *Opt. Lett.* 1986. **11**, Iss. 10. P. 662–664.
57. **Sorokin A. A., Anashkina E. A., Corney J. F. et al.** Numerical simulations on polarization quantum noise squeezing for ultrashort solitons in optical fiber with enlarged mode field area // *Photonics.* 2021. **8**, N 6. 226.
58. **Anashkina E. A., Andrianov A. V., Corney J. F., Leuchs G.** Chalcogenide fibers for Kerr squeezing // *Opt. Lett.* 2020. **45**, Iss. 19. P. 5299–5302.
59. **Anashkina E. A., Sorokin A. A., Leuchs G., Andrianov V.** Quantum noise squeezing of CW light in tellurite glass fibres // *Results in Physics.* 2021. **30**. 104843.
60. **Sorokin A. A., Leuchs G., Corney J. F. et al.** Towards quantum noise squeezing for 2-micron light with tellurite and chalcogenide fibers with large Kerr nonlinearity // *Mathematics.* 2022. **10**, N 19. 3477.
61. **Lin Q., Painter O. J., Agrawal G. P.** Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications // *Opt. Express.* 2007. **15**, N 25. P. 16604–16644.
62. **Векшин М. М., Никитин В. А., Яковенко Н. А.** Исследование и создание интегральных фотонных схем в стекле К8 для функциональной обработки информации на длине волны 1550 нм // *Автоматрия.* 2022. **58**, № 3. С. 24–31. DOI: 10.15372/AUT20220303.

Поступила в редакцию 31.10.2022

После доработки 05.12.2022

Принята к публикации 09.12.2022