

Повышение чувствительности интерферометрических измерений с использованием сжатого света*

А.В. Андрианов

В данной работе исследована возможность использования квантового сжатого света, генерируемого при распространении ультракоротких оптических импульсов в среде с кубичной (керровской) нелинейностью, для повышения чувствительности интерферометрических измерений. В демонстрационном эксперименте с помощью сжатых состояний света, полученных в оптических волокнах с кубичной нелинейностью, экспериментально продемонстрировано повышение чувствительности интерферометра на 4 дБ лучше уровня дробового шума, тогда как в предшествующих демонстрациях для повышения чувствительности использовались сжатые вакуумные состояния, генерировавшиеся в средах с квадратичной нелинейностью. Для этого использована оригинальная система на основе нелинейных поляризационно-поддерживающих волокон для сжатия квантовой неопределенности состояния поляризации фемтосекундных импульсов на уровне -5 дБ, обладающая высокой долговременной стабильностью без активных систем стабилизации.

Ключевые слова: оптический интерферометр, сжатый свет, предел дробового шума.

**Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №19–29–11032).*

Введение

В основе главных инструментов гравитационно-волновой астрономии, позволяющих детектировать и исследовать гравитационные волны, лежит принцип оптической интерферометрии. Возмущение метрики пространства-времени, вызванное прохождением гравитационной волны, проявляется как изменение разности оптических путей в интерферометре, что и регистрируется детектором [1]. Повышение чувствительности является одной из ключевых задач при разработке интерферометров. Фундаментальные ограничения чувствительности оптических интерферометров связаны с квантовыми свойствами света, которые проявляются в виде дробового шума при детектировании излучения, а также в виде дополнительного шума, вызванного квантовыми флуктуациями давления света на зеркала (тестовые массы) интерферометра [2].

Все современные гравитационно-волновые интерферометры так или иначе используют сжатый свет для уменьшения влияния квантового шума. До сих пор для этих целей использовались сжатые вакуумные состояния, получаемые с помощью процесса параметрического распада квантов накачки в средах с квадратичной нелинейностью. Повышение чувствительности интерферометра достигается путем направления основного лазерного пучка (в когерентном состоянии) в один входной порт (светлый порт) и сжатого вакуума в другой входной порт (темный порт) интерферометра с соответствующей настройкой относительной фазы [3]. Можно отметить, что эксперименты по повышению чувствительно-

сти с помощью сжатого вакуума не только превосходили предел дробового шума при детектировании, но и почти достигли предела Гейзенберга [4] (но только в режиме очень малой мощности с использованием единичных запутанных пар фотонов). Для таких приложений, как обнаружение гравитационных волн, необходимо сочетание более высокой мощности лазера и сжатого света, чтобы максимизировать чувствительность. В этой области наблюдается огромный прогресс, и сжатый свет теперь применяется в крупномасштабных детекторах [5]. Можно ожидать дальнейшего улучшения чувствительности с использованием частотно-зависимого сжатого света [6–8]. Используемый сжатый вакуум генерируется с помощью вырожденного параметрического распада, требующего выполнения условий синхронизма, как правило, внутри оптического резонатора, и использования нескольких весьма сложных систем стабилизации [9].

В данной работе исследована возможность использования сжатого све-



АНДРИАНОВ
Алексей Вячеславович
Институт прикладной
физики им. А.В. Гапонова-
Грехова РАН

та, полученного другим способом – с помощью эффекта керровского сжатия при распространении оптического пучка в среде с кубической нелинейностью, для повышения чувствительности оптической интерферометрии.

Система для генерации сжатого света

Среди источников сжатого света, основанных на кубической нелинейности, следует выделить источники, генерирующие состояния

со сжатием флуктуаций состояния поляризации. Такие источники обычно построены с использованием волоконных световодов, сохраняющих состояние поляризации. Именно этот подход применен и усовершенствован в данной работе.

Для получения неклассических поляризационно-сжатых состояний света использована оригинальная экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 1. Экспериментальная установка состоит из следующих частей: задающий фемтосекундный лазер, двулучепреломляющее оптическое волокно с высоким коэффициентом нелинейности, система преобразования поляризации выходного излучения на основе двух четвертьволновых и одной полу-волновой пластинки и система анализа поляризационных шумов.

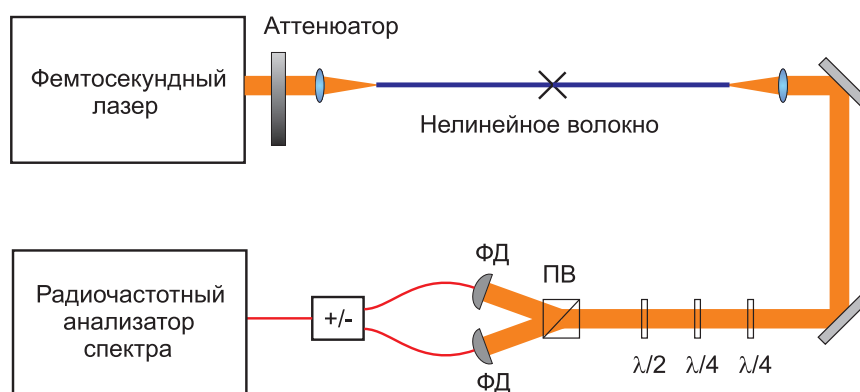


Рис. 1. Схема установки для генерации сжатого света в нелинейном волокне. ПВ – призма Волластона, ФД – фотодетектор, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка.

В качестве источника излучения используется фемтосекундный лазер, шумы которого не превышают уровень дробового шума на частотах выше 1 МГц. Центральная длина волны данного лазера равна 1 555 нм, а ширина спектра – 13 нм, что соответствует спектрально-ограниченной длительности импульса 200 фс. Частота повторения импульсов данного источника составляет 80 МГц.

Основным элементом экспериментальной установки является двулучепреломляющее оптическое волокно с высокой нелинейностью. При возбуждении обеих поляризационных мод в данном волокне с равной интенсивностью на выходе из световода в каждой поляризации возникают одинаковые квадратурно-сжатые состояния. Для получения поляризационно-сжатого состояния необходимо, чтобы импульсы в обеих поляризациях одновременно выходили из световода. В обычном двулучепре-

ломляющем световоде такое невозможно, так как групповые скорости в поляризационных модах различны. В данной работе используется оригинальный метод, который позволяет сделать полностью волоконную и очень симметричную схему, в отличие от предыдущих реализаций с дополнительным объемным интерферометром для компенсации задержек. В использованной схеме волокно было разделено в середине и заново сварено, при этом в месте сварки одна из половин повернута вдоль оси волокна на 90° относительно другой, что показано крестом на схеме на рис. 1. За счет этого излучение, распространяющееся в первой половине световода вдоль быстрой оси, во второй половине световода распространяется вдоль медленной, и наоборот. Таким образом, групповые задержки в двух поляризационных модах оказываются скомпенсированы. Кроме того, полностью волоконное исполнение такой компенсации позволило добиться сравнительно малых потерь ($<4\%$ в месте сварки, может быть далее оптимизировано) и высокой стабильности по отношению к внешним возмущениям, таким как температурные колебания и механические вибрации. Общая длина двулучепреломляющего волокна в экспериментальной установке составила 5.2 м. Благодаря симметричности схемы в большой степени компенсируются все эффекты, связанные с различием свойств быстрой и медленной мод волокна (небольшие отличия коэффициентов дисперсии, нелиней-

ности, затухания). Это позволяет практически идеально получить два одинаковых по средним значениям импульса на выходе волокна, что важно для дальнейшего измерения и использования керровского сжатия для задач интерферометрии. Максимально достигнутая величина сжатия равна -5.4 дБ при мощности излучения 14.5 мВт и измерении шумов на частоте 13.75 МГц [10].

Использование сжатого света для повышения чувствительности интерферометрии

Чувствительность любого интерферометрического измерения ограничена наименьшим масштабом квантовой неопределенности в соответствующем фазовом пространстве [11]. Сжатие квантовой функции распределения в фазовом пространстве с помощью некоторого нелинейного взаимодействия является одним из способов повышения чувствительности. Однако для достижения повышенной чувствительности необходимо соблюдение нескольких условий. Во-первых, схема интерферометра и детектирования выходного сигнала должны обеспечивать максимальную чувствительность в классическом смысле, то есть реакция измеряемых величин на изменение разности фаз между плечами должна быть максимальной. В то же время схема детектирования должна быть устроена таким образом, чтобы минимизировать измеряемый квантовый шум, то есть детектор должен быть чувствителен только к сжатой квадратуре сжатого света. Другими словами, сжатая квадратура распределения неопределенности в фазовом пространстве должна быть ориентирована параллельно локальной траектории, по которой движется среднее значение в ответ на изменение фазы.

Когда сжатое состояние находится не в начале координат в фазовом пространстве (не является сжатым вакуумным состоянием), ситуация усложняется, потому что тогда есть три угла: один, описывающий среднее значение; другой, описывающий направление, в котором сжатая функция состояния наиболее узкая; и третий, соответствующий ориентации траектории в фазовом пространстве, по которой движется среднее в ответ на фазовые изменения. При использовании эффекта Керра для генерации сжатого света оси сжатого эллипса наклонены под некоторым углом к направлению среднего значения амплитуды. Это является одной из главных проблем при использовании керровски-сжатого света для повышения чувствительности интерферометра и причиной, по которой, по нашему мнению, это не было до сих пор сделано.

По этим причинам уменьшение квантового шума при измерении ранее демонстрировалось с использованием только сжатого вакуума – состояния с нулевым средним значением амплитуды, которое обычно генерируется с помощью параметрического распада квантов накачки с понижением частоты (parametric down-conversion) [12, 13]. В принципе, можно попытаться преобразовать керровское сжатое

состояние в состояние со сжатием по амплитуде и тогда можно использовать стандартную схему интерферометра Маха – Цандера, со сжатым светом на входе, и получить уменьшение шума на выходе детектора по сравнению с уровнем дробового шума. Однако такое преобразование требует еще одного пучка и приводит к потере степени сжатия. Следует отметить, что схема детектирования поляризационно-сжатого света сама по себе является интерферометром и, на первый взгляд, может показаться, что в таком интерферометре чувствительность к разности длин плеч повышается автоматически. Однако это не так. Причину этого можно пояснить, рассмотрев схему базового интерферометра с керровским сжатием света в двух плечах (рис. 2а) и предлагаемого интерферометра с улучшенной чувствительностью (рис. 2б) [14]. Первой частью интерферометра является схема генерации сжатого света с помощью керровской нелинейности $\chi^{(3)}$ в двух пространственных модах (в данной работе это поляризационные моды). Если попытаться непосредственно измерить выходной сигнал, то чувствительность к разности фаз $\Delta\phi$ будет хуже, даже чем при использовании когерентного (а не сжатого) состояния, из-за наклона эллипса сжатия и большой величины антисжатия.

Удобно проиллюстрировать это на сфере Пуанкаре (рис. 2с), где отображаются состояния поляризации, а величина квантовой неопределенности показана с помощью облака, размытого вокруг среднего значения поляризации. Предположим, что на входе интерферометра состояние расположено на оси S_3 . В пространстве Пуанкаре сжатый квантовый шум представлен в виде эллипсоидального распределения состояний. Любая разница в длине плеч между плечами интерферометра приводит к разности фаз $\Delta\phi$ и соответствует повороту вокруг оси S_1 . Финальное измерение происходит в детекторе параметров Стокса,

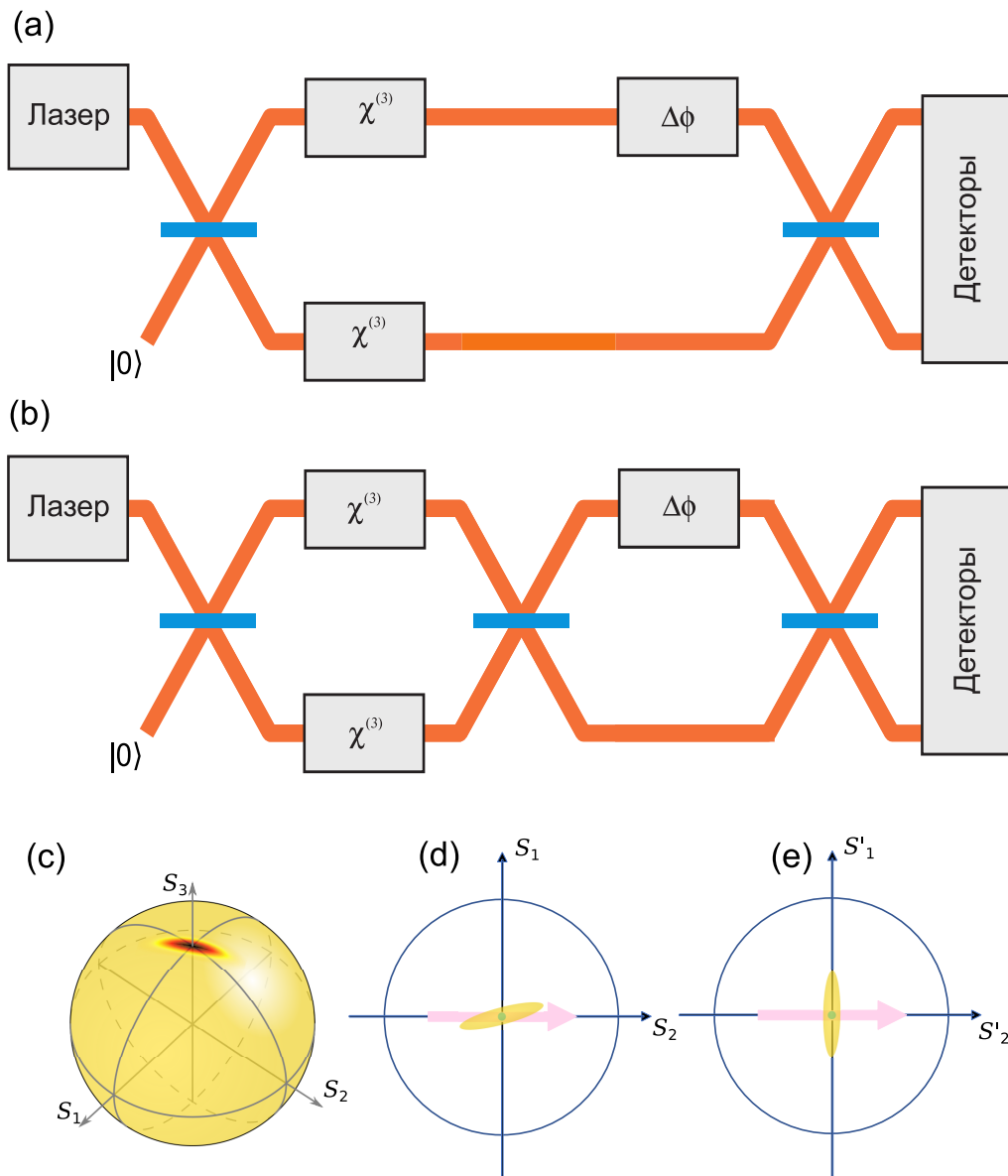


Рис. 2. Общие схемы интерферометров с керровским сжатием: интерферометр, в котором чувствительность не может быть повышена с использованием керровски сжатого света (а); интерферометр с повышенной чувствительностью (b); изображение поляризационно-сжатого состояния на сфере Пуанкаре (с), траектория движения (розовая стрелка на схемах d, e) сжатого состояния света на плоскости S_1 - S_2 при изменении разности фаз $\Delta\phi$ в схеме а и в схеме b.

где измерение S_1 соответствует разности числа фотонов. Траектория состояния при изменении разности плеч представляет собой большой круг на сфере, а сжатый эллипсоид наклонен относительно этой траектории, как показано на рис. 2d. Именно в результате этого наклона чувствительность такой схемы хуже стандартного квантового предела. Далее можно модифицировать схему так, чтобы получить чувствительность выше уровня дробового шума. Основная идея состоит в том, что необходимо произвести поворот всех состояний на сфере Пуан-

каре (поворот базиса), так чтобы в новом базисе фазовый сдвиг между плечами приводил к сдвигу распределения в точности вдоль сжатой оси эллипса. Преобразование базиса можно сделать с помощью унитарного преобразования, производимого дополнительным светоделителем на схеме на рис. 2b.

С помощью выбора правильного фазового сдвига, вносимого светоделителем, можно осуществить поворот состояний на сфере Пуанкаре на нужный угол. Тогда разность плеч интерферометра после светоделителя будет приводить к перемещению состояния по траектории вдоль малой оси сжатого эллипса (рис. 2e), что и обеспечивает уменьшение квантового шума при детектировании.

В экспериментальной демонстрации плечи интерферометра соответствуют ортогональным поляризациям излучения в одной пространственной моде, так как та-

кое излучение поставляется волоконной системой. Конкретная схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Первая часть схемы – генератор двухмодового сжатого света обведен синей рамкой, а интерферометр с улучшенной чувствительностью – зеленой рамкой. Важнейшим элементом схемы является волновая пластинка между этими двумя частями схемы – она осуществляет преобразование базиса. Действие волновой пластины можно эквивалентно описать как вращение состояния на сфере Пуанкаре при фиксированном базисе.

Для того чтобы симитировать модуляцию разности плеч интерферометра (плечи интерферометра в демонстрационной схеме соответствуют ортогональным поляризациям), была установлена стеклянная пластина с пьезоэлектрическим преобразователем. Для реальных

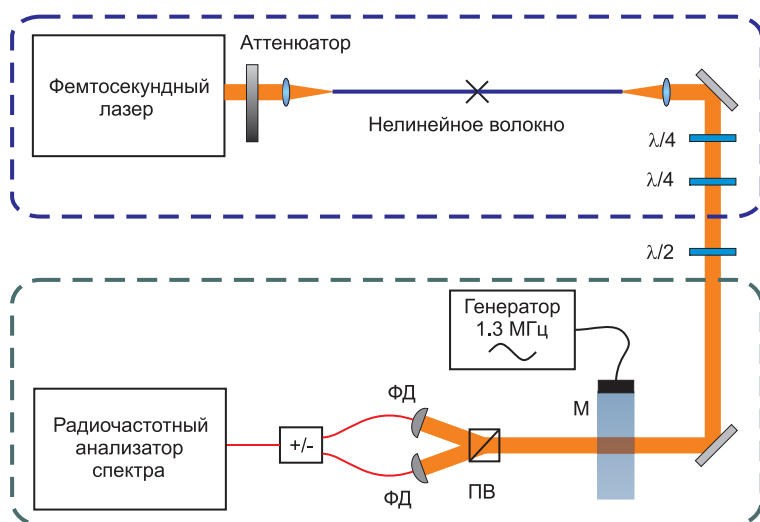


Рис. 3. Схема эксперимента для демонстрации повышения чувствительности интерферометра с керровским сжатием. ПВ – призма Волластона; ФД – фотодетектор; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка; М – модулятор двулучепреломления.

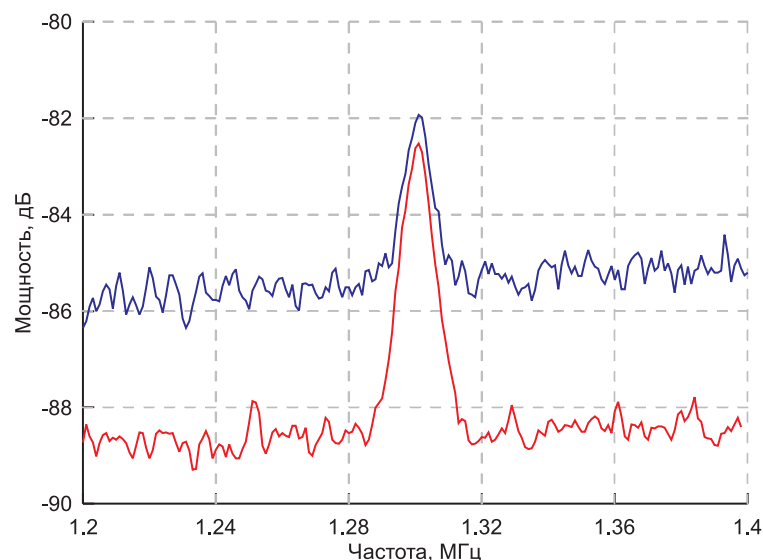


Рис. 4. Повышение чувствительности интерферометра: радиочастотный спектр детектируемого сигнала при включенном двулучепреломляющем модуляторе – при использовании сжатого света (красная кривая) и при использовании когерентного состояния (синяя кривая).

применений эту пластину можно заменить схемой, где пучки с ортогональными поляризациями разделяются в пространстве и образуют плечи реального интерферометра. Преобразователь возбуждает механические напряжения в пластине, чтобы создать небольшое двойное лучепреломление, так что добавляется модулированная фаза между поляризациями. Модуляция осуществлялась на частоте 1.3 МГц. Далее производилось измерение параметра Стокса S_2 с помощью призмы Волластона и двух фотодетекторов с высокой квантовой эффективностью. Фототоки усиливались, подавались на электронную схему вычитания и измерялись с помощью радиочастотного анализатора спектра (ESA, Agilent E4411B). Спектр сигнала измерялся в диапазоне 1.2–1.4 МГц с разрешением 10 кГц. Без модулятора этот спектр отображает квантовый шум параметра S_2 , который становится ниже шума когерентного состояния при наличии квантового сжатия. При включении модулятора появляется измеряемый сигнал.

Типичный спектр с включенным модулятором показан на рис. 4. Приведено сравнение двух вариантов: измерения с источником сжатого света и измерения со светом в когерентном состоянии (взятом непосредственно с выхода лазера). Интенсивность полезного сигнала практически одинакова при использовании сжатого и когерентного состояний, в то время как уровень шума намного ниже при использовании сжатого света. Отношение сигнал/шум увеличивается на 4.0 ± 0.5 дБ при использовании сжатого состояния, что доказывает работоспособность предложенной схемы [14]. Отметим, что при отсутствии оптических потерь увеличение SNR в предлагаемой схеме должно быть равно величине сжатия (~ 5 дБ), однако из-за потерь оно несколько хуже.

Заключение

Предложен оригинальный подход к увеличению чувствительности интерферометра с применением сжатого в керровской среде света. продемонстрированная возможность использования керровских сред для

генерации сжатого света для задач интерферометрии заметно упрощает выбор нелинейных материалов и длин волн, в которых можно реализовать улучшение чувствительности измерений за пределами дробового шума. В частности, интерес представляет переход в диапазон длин волн 1.5 мкм и более, в котором, как предполагается, будут работать новые гравитационно-волновые детекторы с кремниевыми тестовыми массами.

Литература

1. М.Е. Герштейн, В.И. Пустовойт
ЖЭТФ, 1962, 43, 605.
2. R. Loudon
Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 815. DOI: 10.1103/PhysRevLett.47.815.
3. C.M. Caves
Phys. Rev. D, 1981, 23, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
4. S. Daryanoosh, S. Slussarenko, D.W. Berry, H.M. Wiseman, G.J. Pryde
Nat. Commun., 2018, 9(1), 4606.
DOI: 10.1038/s41467-018-06601-7.
5. F. Acernese, M. Agathos, L. Aiello et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, 123.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231108.
6. H.J. Kimble, Y. Levin, A.B. Matsko, K.S. Thorne, S.P. Vyatchanin
Phys. Rev. D, 2021, 65, 022002.
DOI: 10.1103/PhysRevD.65.022002.
7. L. McCuller, C. Whittle, D. Ganapathy et al.
Phys. Rev. Lett., 2020, 124, 171102.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.124.171102.
8. H. Miao, H. Yang, R.X. Adhikari, Y. Chen
Clas. Quant. Grav., 2014, 31, 165010.
DOI: 10.1088/0264-9381/31/16/165010.
9. R. Schnabel
Phys. Rep., 2017, 684, 1, 2017. DOI: 10.1016/j.physrep.2017.04.001.
10. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Adv. Quantum Technol., 2023, 6(3), 2200143.
DOI: 10.1002/qute.202200143.
11. W.H. Zurek
Nature, 2001, 412(6848), 712. DOI:10.1038/35089017.
12. M. Xiao, L.-A. Wu, H.J. Kimble
Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 278.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.278.
13. P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta
Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2153. DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.2153.
14. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Nanophotonics, 2023, 12(14), 2945.
DOI: 10.1515/nanoph-2023-0032.

English

Increasing the Sensitivity of Interferometric Measurements Using Squeezed Light*

Alexey V. Andrianov

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, RAS
46, Ulyanov Str., Nizhny Novgorod, 603950, Russia
andrian@ipfran.ru

Abstract

In this work, we investigate the possibility of using quantum squeezed light generated during propagation of ultrashort optical pulses in a medium with third-order (Kerr) nonlinearity to increase the sensitivity of interferometric measurements. In a demonstration experiment, using squeezed light states obtained in optical fibers with third-order nonlinearity, we experimentally demonstrated an increase in the interferometer sensitivity by 4 dB beyond the shot noise level, whereas in previous demonstrations, squeezed vacuum states generated in media with quadratic nonlinearity were used to increase the sensitivity. For this purpose, we used an original system based on nonlinear polarization-maintaining fibers to obtain squeezing of the quantum uncertainty of the polarization state of femtosecond pulses better than –5 dB, which has high long-term stability without active stabilization systems.

Keywords: optical interferometer, squeezed light, shot noise limit.

* The work was financially supported by RFBR (project 19–29–11032).

Images

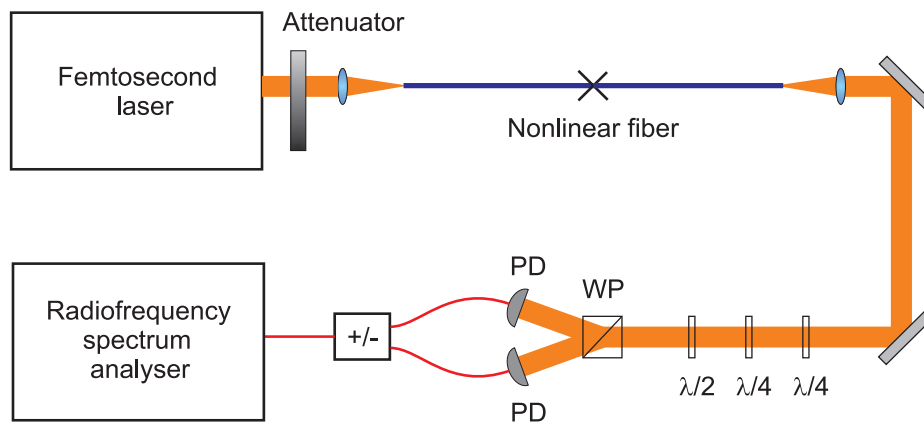


Fig. 1. Schematic of the setup for squeezed light generation. WP – Wollaston prism, PD – photodetector, $\lambda/2$ – half-wave plate, $\lambda/4$ – quarter-wave plate.

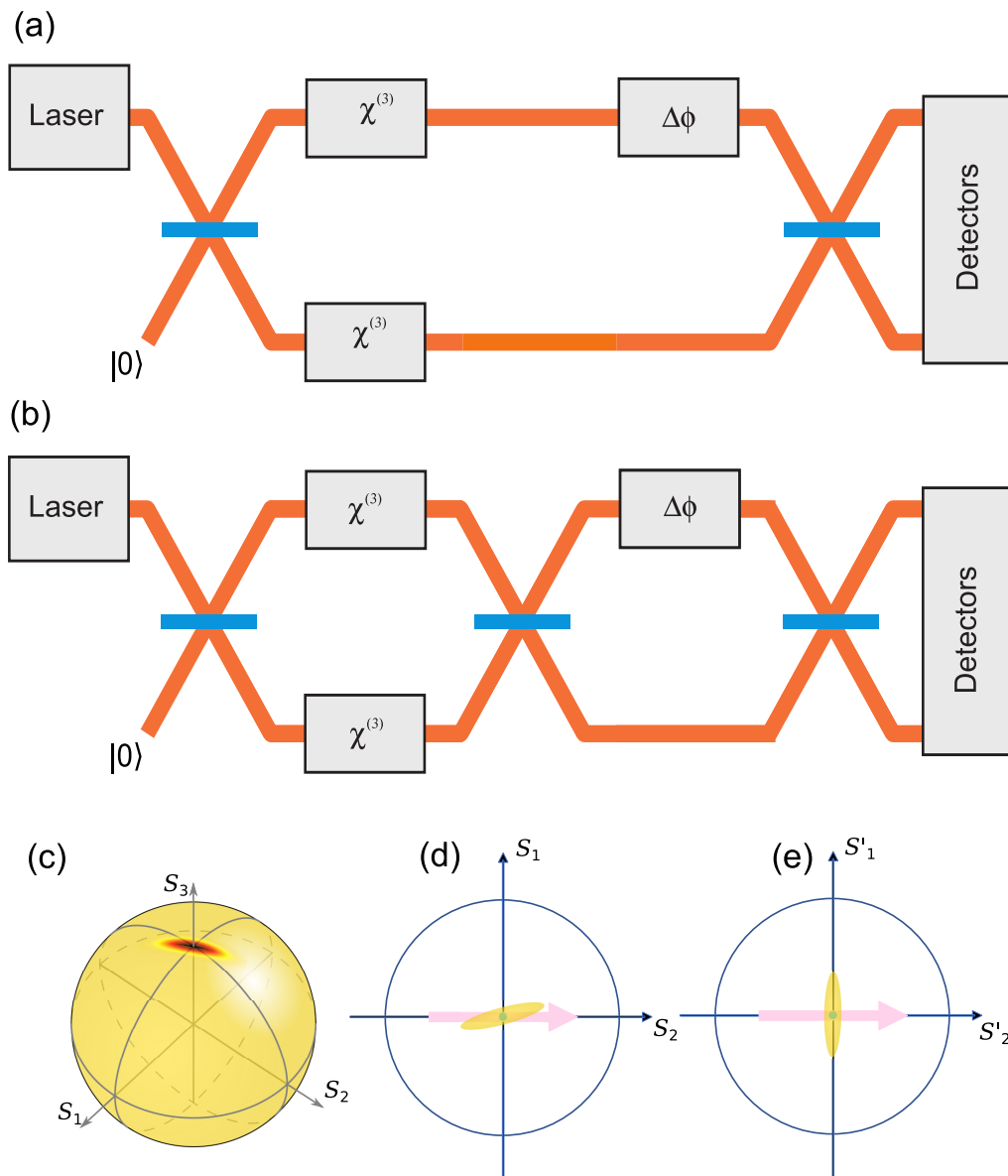


Fig. 2. General schemes of Kerr-squeezed interferometers: interferometer in which the sensitivity can not be improved using Kerr squeezed light (a); interferometer with increased sensitivity (b); the polarization-squeezed state on the Poincaré sphere (c); trajectory (pink arrow, schemes d, e) of the squeezed light state in the S_1 - S_2 plane when the phase difference $\Delta\phi$ changes in the schemes a, b.

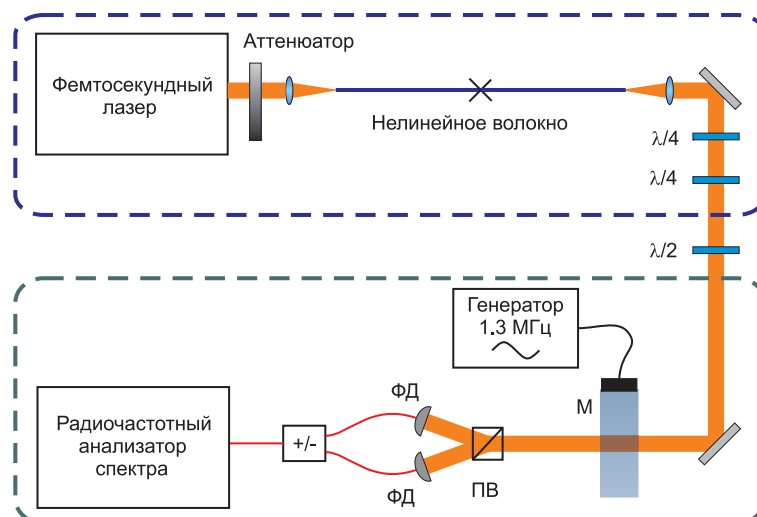


Fig. 3. Experimental setup for the demonstration of the sensitivity enhancement in the Kerr squeezed interferometer. WP – Wollaston prism; PD – photodetector; $\lambda/2$ – half-wave plate; $\lambda/4$ – quarter-wave plate; M – birefringence modulator.

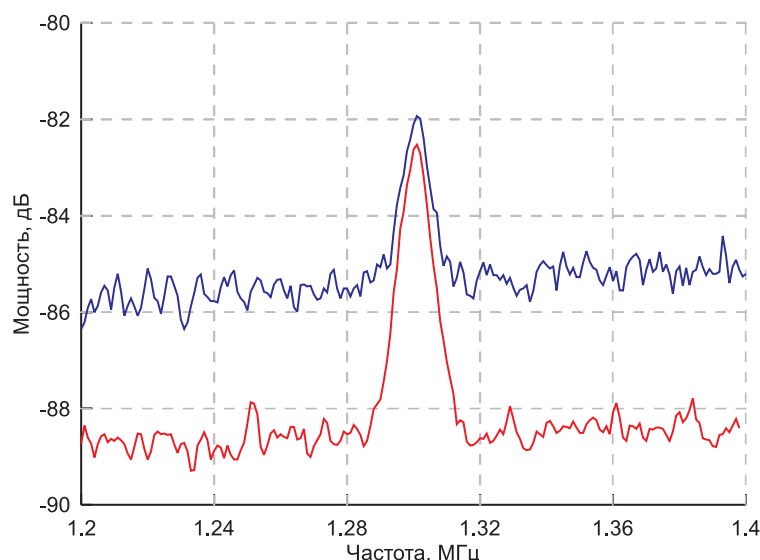


Fig. 4. Increasing the sensitivity of the interferometer: radio frequency spectrum of the detected signal with the birefringent modulator turned on, using squeezed light (red curve) and using the coherent state (blue curve).

References

1. M.E. Gertsenshtein, V.I. Pustovoit
Sov. Phys. JETP, 1963, **16**, 433.
2. R. Loudon
Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 815. DOI: 10.1103/PhysRevLett.47.815.
3. C.M. Caves
Phys. Rev. D, 1981, **23**, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
4. S. Daryanoosh, S. Slussarenko, D.W. Berry, H.M. Wiseman, G.J. Pryde
Nat. Commun., 2018, **9**(1), 4606.
DOI: 10.1038/s41467-018-06601-7.
5. F. Acernese, M. Agathos, L. Aiello et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, **123**.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231108.
6. H.J. Kimble, Y. Levin, A.B. Matsko, K.S. Thorne, S.P. Vyatchanin
Phys. Rev. D, 2021, **65**, 022002.
DOI: 10.1103/PhysRevD.65.022002.
7. L. McCuller, C. Whittle, D. Ganapathy et al.
Phys. Rev. Lett., 2020, **124**, 171102.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.124.171102.
8. H. Miao, H. Yang, R.X. Adhikari, Y. Chen
Clas. Quant. Grav., 2014, **31**, 165010.
DOI: 10.1088/0264-9381/31/16/165010.
9. R. Schnabel
Phys. Rep., 2017, **684**, 1, 2017. DOI: 10.1016/j.physrep.2017.04.001.
10. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Adv. Quantum Technol., 2023, **6**(3), 2200143.
DOI: 10.1002/qute.202200143.
11. W.H. Zurek
Nature, 2001, **412**(6848), 712. DOI:10.1038/35089017.
12. M. Xiao, L.-A. Wu, H.J. Kimble
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 278. DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.278.
13. P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2153.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.2153.
14. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Nanophotonics, 2023, **12**(14), 2945.
DOI: 10.1515/nanoph-2023-0032.