

В3 832

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.В. Масалов

12 89-4  
162-5

СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕТА

Текст лекций

Утверждено  
редсоветом института

Москва 1989

905  
832911



Масалов А. В. Сжатые состояния света. М.: Изд. МИФИ, 1989. - 20 с.

Сжатый свет – новый объект нелинейной квантовой оптики. Понятие о сжатых состояниях дано на основе качественной картины неопределенности поля световой волны. Рассмотрены способы генерации сжатого света в нелинейно-оптических устройствах. Проанализирован способ регистрации степени сжатия, в котором осуществляется понижение квантовых шумов ниже стандартного предела. Рассмотрены области применения сжатого света.



C

Московский  
инженерно-физический  
институт, 1989 г.

## ВВЕДЕНИЕ

Свет в сжатом состоянии вызывает в настоящее время интерес у исследователей и инженеров своей способностью понижать квантовые шумы фотоприема. С этой способностью связывают перспективу использования сжатого света для прецизионных измерений (в спектроскопии, в интерферометрических измерителях и т.д.) и в информационных системах.

В данной лекции будет дано понятие о сжатом свете, о способах его генерации, а также о том, как поникаются шумы при фотоприеме сжатого света.

Свет в сжатом состоянии – объект квантовой оптики, он не может быть проанализирован в рамках классического рассмотрения. Отметим, что способы генерации сжатого света основаны на нелинейных взаимодействиях излучения со средами. Таким образом, сжатый свет является объектом нелинейной квантовой оптики. Эта область переживает сегодня период бурного развития не только благодаря сжатому свету; укажем другие ее разделы, вызывающие повышенный интерес: неразрушающие квантовые измерения, квантовая фотометрия, атомы в неклассических световых полях и др.

## 1. СВЕДЕНИЯ О СЖАТОМ СВЕТЕ

В классическом рассмотрении напряженность электрического поля световой волны может быть измерена сколь угодно точно. Это позволяет изображать значения поля  $E$  в различные моменты времени в виде последовательности точек (рис. 1):

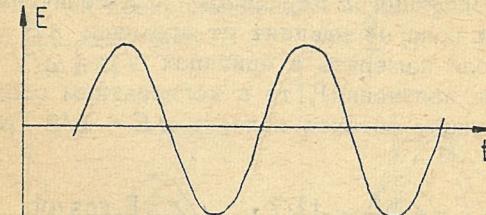


Рис. 1. Напряженность электрического поля классической световой волны

Классическое рассмотрение ограничено: реальные световые поля имеют квантовую неопределенность и не могут быть измерены с произвольной точностью. (В пренебрежении этой неопределенностью состоит переход от квантового описания к классическому.) Квантовую неопределенность поля  $\Delta E$  можно изображать на зависимости поля от времени в виде  $E \pm \Delta E$  (рис. 2):

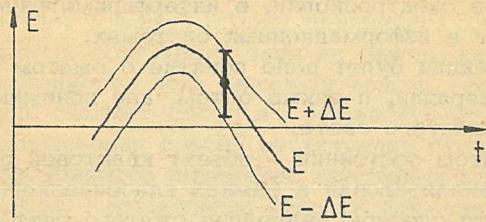


Рис. 2. Напряженность электрического поля световой волны при квантовом рассмотрении

Свету в сжатом состоянии свойствен определенный тип зависимости квантовой неопределенности электрического поля от времени. Тип этой зависимости отличает сжатый свет от других состояний поля. Обратимся вначале для примера к известным квантовым состояниям светового поля: когерентным и  $\pi$ -фотонным.

Когерентное состояние известно как квантовое состояние поля, наиболее близкое к классическим световым волнам. Излучение одночастотных стабилизированных лазеров может рассматриваться как имитация света в когерентном состоянии. Для света в когерентном состоянии  $E = E_0 \cos \omega t$ , а величина квантовой неопределенности поля не зависит от времени:  $\Delta E = \text{const}$ . Если электрическое поле измерять в единицах  $\sqrt{4\pi\hbar\omega/V}$  ( $V$  – объем когерентности излучения), то в когерентном состоянии  $E_0^2/2$  равно среднему числу фотонов поля, а  $\Delta E = 1/2$  (рис. 3):

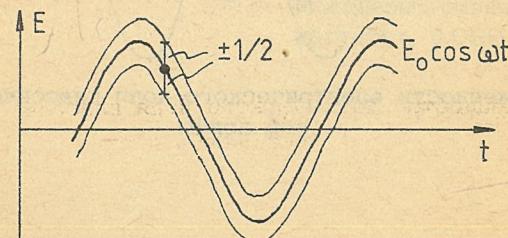


Рис. 3. Напряженность светового поля в когерентном состоянии

Состояния с заданным числом фотонов ( $\pi$ -фотонные) широко используются в качестве базиса для разложения произвольных световых состояний. Такое разложение удобно для количественного описания опытов по счету фотонов. Для  $\pi$ -фотонных состояний  $E = 0$ , а  $\Delta E = \sqrt{\frac{\pi}{2}} + \frac{1}{4}$ , т.е. также не зависит от времени.

Для света в сжатом состоянии существенна зависимость квантовой неопределенности поля от времени: для некоторых фаз поля она меньше  $1/2$ , а для других – больше  $1/2$  (по-прежнему подразумевается нормировка поля на  $\sqrt{4\pi\hbar\omega/V}$ ). На рис. 4 изображена зависимость электрического поля от времени для одного из случаев сжатого света, когда минимум квантовой неопределенности приходится на фазу поля  $E = 0$ :

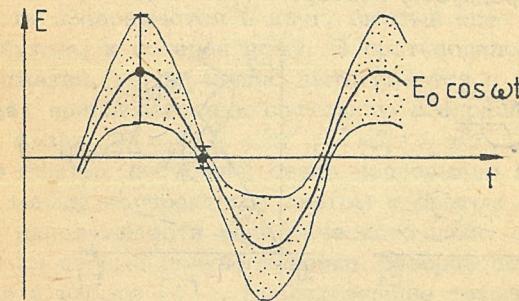


Рис. 4. Напряженность электрического поля света, сжатого "по фазе"

На рис. 5 и 6 изображены два других случая сжатого света, когда минимум неопределенности поля приходится на фазу  $E = E_0$  (рис. 5) и на фазу  $E = E_0 \cos \frac{\pi}{4}$  (рис. 6).

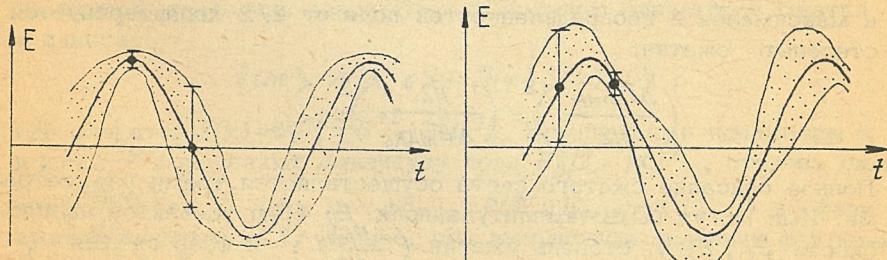


Рис. 5. Свет, сжатый "по амплитуде"

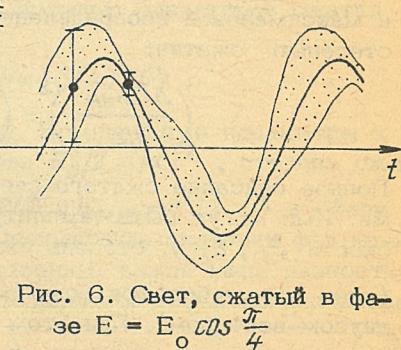


Рис. 6. Свет, сжатый в фазе  $E = E_0 \cos \frac{\pi}{4}$

Весьма наглядно различные состояния светового поля выглядят на плоскости  $E_1$ ,  $E_2$ , где электрическое поле  $E$  есть проекция точки (на ось  $E_1$ ,  $E_2$ ), вращающейся со световой частотой вокруг начала координат по окружности радиуса  $E_0$ . В качестве второй оси может служить напряженность магнитного поля если в соответствующих единицах, либо минимая часть поля, взятое в виде так называемого аналитического сигнала, либо в случае кругополяризованного света – вторая координата электрического поля. Квантовая неопределенность поля, изображаемая на этой плоскости в виде тела размытия, выглядит по-разному в различных состояниях поля. Для когерентного света тело размытия – круг радиуса  $1/2$ ; для сжатого света – это эллипс, жестко связанный с радиусом-вектором (рис. 7):

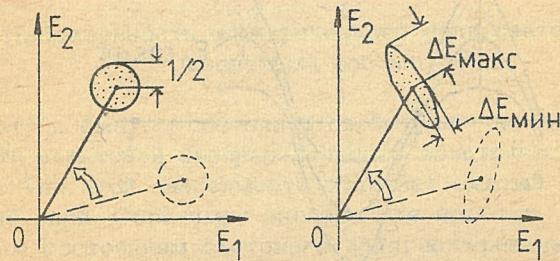


Рис. 7. Свет в когерентном (слева) и сжатом (справа) состояниях

В соответствии с принятым в настоящее время определением у сжатого света тело квантовой неопределенности есть эллипс минимальной площади, допускаемой соотношением неопределенностей Гайзенберга:  $\Delta E_{\text{МИН}} \Delta E_{\text{МАКС}} = 1/4$ . Отличие минимальной и максимальной неопределенностей поля от  $1/2$  характеризуется степенью сжатия:

$$\left(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2}\right)^2 = \left(\frac{1/2}{\Delta E_{\text{МАКС}}}\right)^2.$$

Полное описание сжатого света осуществляется тремя параметрами. Ими могут быть: амплитуда поля  $E_0$  (радиус-вектор на плоскости  $E_1$ ,  $E_2$ ), степень сжатия  $\left(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2}\right)^2$  и фаза сжатия  $\varphi$  (угол между большой осью эллипса тела неопределенности и радиусом-вектором). При этом электрическое поле и его квантовая неопределенность зависят от времени следующим образом:

$$E = E_0 \cos \omega t,$$

$$\Delta E^2 = \Delta E_{\text{МИН}}^2 \sin^2(\omega t - \varphi) + \Delta E_{\text{МАКС}}^2 \cos^2(\omega t - \varphi).$$

Минимальная неопределенность поля достигается два раза за световой период в фазах  $E = E_0 \cos(\varphi + \frac{\pi}{2})$  и  $E = E_0 \cos(\varphi + \frac{3\pi}{2})$ , а максимальная – в фазах  $E = E_0 \cos \varphi$  и  $E = E_0 \cos(\varphi + \pi)$ .

Случай  $\varphi = 0$ , когда эллипс неопределенности вытянут вдоль радиуса-вектора поля, соответствует минимальной неопределенности фазового угла вектора поля, поэтому этот случай называют сжатием по фазе (см. рис. 4). Случай рис. 5, когда  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  и эллипс перпендикулярен радиусу-вектору поля, соответствует минимальной неопределенности длины вектора поля и его называют сжатием по амплитуде.

Видно, что в пределе слабого сжатия, когда эллипс неопределенности превращается в круг, сжатый свет приближается по своим свойствам к когерентному. В противоположном пределе большого сжатия, когда эллипс вытягивается в прямую линию, сжатый свет приближается к состоянию с определенным значением поля в фазах  $\omega t = \varphi + \frac{\pi}{2} + k\pi$ ;  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Таким образом, множество сжатых состояний света непрерывно заполняет область состояний между когерентным светом и светом с определенным значением напряженности электрического поля.

Один из первых полупопулярных обзоров по сжатому свету содержится в работе [1]. Происхождение термина "сжатый свет" связывается в ней с тем обстоятельством, что эллипс неопределенности получается "сжатием" круга. Формальное описание сжатых состояний света дано в обзоре [2]. Здесь приведем лишь некоторые соотношения. Если когерентные состояния  $|\alpha\rangle$  получаются из вакуумного  $|0\rangle$  с помощью оператора сдвига  $D(\alpha) = \exp(\alpha \hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a})$ :

$$|\alpha\rangle = D(\alpha) |0\rangle,$$

то сжатые состояния получаются с помощью операторов сжатия и сдвига:

$$|sk\rangle \equiv |\alpha, z\rangle = D(\alpha) S(z) |0\rangle,$$

где оператор  $S(z) = \exp\left(\frac{z}{2} \hat{a}^\dagger + \frac{z^*}{2} \hat{a}^2\right)$ . Комплексные параметры  $\alpha$  и  $z = r e^{i\theta}$  определяют амплитуду поля  $E_0^2/2 = |\alpha|^2$ , степень сжатия  $\left(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2}\right)^2 = e^{-2r}$  (так что  $\Delta E_{\text{МИН}} = e^{-r}/2$ ,  $\Delta E_{\text{МАКС}} = e^r/2$ ) и фазу сжатия  $\varphi = \arg \alpha - \theta/2$ . Видно, что абсолютные значения фаз комплексных чисел  $\alpha$  и  $z$  не существенны, важна лишь разность  $\arg \alpha$  и  $\theta/2$ . Сжатое состояние, задаваемое парой комплексных

чисел  $\alpha$  и  $\chi$ , не изменится, если повернуть  $\alpha$  на произвольный угол, а  $\chi$  — на угол, в два раза больший. Отметим, что сжатое состояние является собственным состоянием оператора  $\hat{a}^{chr} - \hat{a}^+ shre^{i\theta}$ :

$$(\hat{a}^{chr} - \hat{a}^+ shre^{i\theta}) |\alpha, \chi\rangle = (\alpha a^{chr} - \alpha^* shre^{i\theta}) |\alpha, \chi\rangle.$$

Распределение фотонов сжатого света имеет немонотонный характер:

$$P_n = \left( \frac{thr}{2} \right)^n \frac{\exp(-|\alpha|^2 + |\alpha|^2 thr \cos 2\varphi)}{n! a^{chr}} \times$$

$$\times \left| H_n \left( |\alpha| \sqrt{1 - (1 - thr) \cos \varphi - (1 + thr) \sin \varphi} \right) \right|^2.$$

Здесь  $H_n(x)$  — многочлены Эрмита. Детальный анализ  $P_n$  сжатого света содержится в [3]. В частности, среднее число фотонов сжатого света не зависит от типа сжатия:  $\langle n \rangle = |\alpha|^2 + sh^2 r$ . Видно, что при степени сжатия  $e^{2r}$  интенсивность сжатого света не может быть меньше, чем  $sh^2 r$  фотонов на объем когерентности. Дисперсия числа фотонов зависит от фазы  $\varphi$ :  $\langle \Delta n^2 \rangle = |\alpha|^2 (ch^2 r + sh^2 r + 2 sh r ch r \cos 2\varphi) + 2 ch^2 r sh^2 r$ . Для света, сжатого по фазе, всегда  $\langle \Delta n^2 \rangle > \langle n \rangle$ , т.е. статистика фотонов сверхпуассоновская. Для света, сжатого по амплитуде, при не очень большой степени сжатия выполняется  $\langle \Delta n^2 \rangle < \langle n \rangle$ , и статистика фотонов субпуассоновская.

## 2. СПОСОБЫ ГЕНЕРАЦИИ СЖАТОГО СВЕТА

Известные на сегодня и реализованные способы генерации сжатого света основаны на процессах нелинейного взаимодействия света со средами. Способы эти не являются универсальными: для света, сжатого по фазе и по амплитуде, они существенно различны.

Свет, сжатый по фазе. При описании способов генерации света, сжатого по фазе, воспользуемся его классическим аналогом. Обратимся к классической световой волне с диффузией фазы:  $E_0 \cos[\omega t + \psi(t)]$ . Из-за диффузии фазы  $\psi(t)$  моменты перехода поля через нулевые значения не составляют периодической последовательности. Классическим аналогом света, сжатого по фазе, является сумма двух полей с противоположной диффузией фаз:

$$E(t) = E_0 \cos[\omega t + \psi(t)] + E_0 \cos[\omega t - \psi(t)] =$$

$$= 2E_0 \cos \omega t \cos \psi(t).$$

В этом поле благодаря противоположности диффундирующих фаз у слагаемых моменты перехода напряженности  $E$  через нулевые значения составляют строго периодическую последовательность. Это обстоятельство обосновывает аналогию поля, выписанного выше, и света, сжатого по фазе, у которого снижены квантовые флуктуации в моменты, когда поле равно нулю.

Свет, сжатый по фазе, генерируется источниками, которые рождают фотоны парами, причем таким образом, что если один из фотонов пары имеет энергию меньше некоторой средней величины, то энергия второго — на столько же больше. В классическом аналоге первый член суммы соответствует одному из фотонов пары, а второй — другому. Условие неизменной энергии пары фотонов эквивалентно противоположности диффузии фаз двух слагаемых в классическом аналоге. Строгий анализ показывает, что при такой парной генерации фотонов электрическое поле обладает пониженными квантовыми флуктуациями в фазах  $E = 0$  и повышенными в максимумах.

В качестве примеров экспериментальной реализации источников света, сжатого по фазе, укажем работы [4–7]. В каждой из этих работ осуществлено нелинейное преобразование лазерного излучения, которое исходно по своему квантовому состоянию близко к когерентному.

В [4] создан генератор излучения на эффекте четырехволнового взаимодействия в пучке атомов натрия (рис. 8). Благодаря резонансной нелинейности атомов два пучка накачки от непрерывного лазера на красителе (589 нм) вызывают генерацию излучения в резонаторе. Элементарный акт этого процесса состоит в преобразовании двух фотонов накачки  $\hbar\omega$  в два новых фотона  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$  с выполнением условия  $2\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ . Это условие и обеспечивает генерацию сжатого света. Резонатор совмещает оба потока фотонов  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$ , выпуская их с одной стороны. Достигнутая в [4] степень сжатия квантовых флуктуаций составила  $(\frac{\Delta E_{\min}}{E})^2 = 0,8$ .

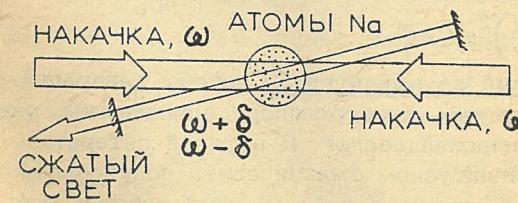


Рис. 8. Схема генератора на четырехволновом взаимодействии из [4]

В [5] сжатый свет получен в результате прохождения света непрерывного лазера на криптоне (647 нм) через волоконный световод. Из-за зависимости показателя преломления световода от интенсивности излучения происходит преобразование пар фотонов накачки в пары рассеянных фотонов так же, как это происходит в процессе четырехволнового взаимодействия в [4]. Достигнутая степень сжатия составила  $(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2})^2 = 0,3$ .

В [6] в качестве источника сжатого света использован параметрический генератор, накачиваемый излучением второй гармоники непрерывного лазера на гранате (1,06 мкм). В параметрическом генераторе (рис. 9) благодаря нелинейным свойствам кристалла ниобата лития излучение накачки преобразуется в пучок на половинной частоте. В элементарном акте этого процесса фотон накачки  $\hbar\omega$  распадается на два  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$  с выполнением условия  $\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ , так что, если  $\omega_1 = \frac{\omega}{2} + \delta$ , то  $\omega_2 = \frac{\omega}{2} - \delta$ . Достигнутая в генерируемом пучке степень сжатия составила  $(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2})^2 = 0,1$ .

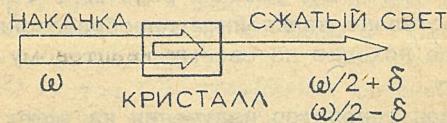


Рис. 9. Схема параметрического генератора из [6]

В [7] для генерации сжатого света использовано нелинейное взаимодействие волны накачки с атомами натрия. В отличие от [4] реализованы условия, когда нелинейность взаимодействия обусловлена осцилляциями атомов (на частоте Раби) между нижним и верхним рабочими уровнями под действием светового поля. Испускание фотонов в этих условиях происходит на сдвинутых частотах и только попарно, так как испускание одиночных фотонов запрещено энергетически. Достигнутая степень сжатия составила  $(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2})^2 = 0,47$ .

Свет, сжатый по амплитуде. Способы генерации света с амплитудным сжатием, строго говоря, неизвестны, равно как отсутствует классический аналог. В научной литературе имеются сообщения об амплитудном сжатии света полупроводниковых лазеров (см. [8] и ссылки в ней). В этих работах речь идет о

регуляризации потока фотонов в световом пучке лазера за счет регуляризации потока электронов, накачивающих этот лазер в условиях высокой квантовой эффективности лазерной генерации. В случае идеального фотоприемника излучения такого лазера мощность шума в цепи фотоприемника устанавливается ниже уровня дробового шума. Понижение шума ниже дробового обычно означает, что статистика фотонов излучения имеет субпуассоновский характер. Поскольку свет, сжатый по амплитуде, проявляет субпуассоновскую статистику при не очень больших сжатиях, то это дает повод называть излучение описанного лазера сжатым по амплитуде. Строго говоря, использование термина "сжатый свет" в этом случае не оправдано.

Таким образом, представленные примеры показывают, что задача генерации света в сжатом состоянии в настоящее время решена. Актуальным остается повышение степени сжатия и расширение диапазона длин волн, где реализованы источники сжатого света.

Обратимся к вопросу ослабления и усиления сжатого света. Ограничимся случаями линейного ослабления (нейтральный фильтр, полупрозрачное широкополосное зеркало и т.п.) и линейного усиления (инвертированная среда без насыщения).

Известно, что линейные ослабители излучения "выхватывают" фотоны из исходного потока случайным образом. Это ведет к нарушению той фотонной структуры светового пучка, которая была сформирована источником. Поэтому сжатое состояние света в результате ослабления изменяется, а степень сжатия падает. Количественный анализ показывает [9], что на выходе ослабителя с пропусканием T:

$$(\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вых}} = T(\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вх}} + (1-T) \frac{1}{4} ;$$

$$(\Delta E_{\text{МАКС}}^2)_{\text{вых}} = T(\Delta E_{\text{МАКС}}^2)_{\text{вх}} + (1-T) \frac{1}{4} .$$

Видно, что хотя величина  $\Delta E_{\text{МИН}}$  и остается сжатой на выходе:  $(\frac{\Delta E_{\text{МИН}}}{1/2})_{\text{вых}}^2 < 1$ , степень сжатия падает. Кроме того, в результате линейного ослабления сжатый свет перестает быть состоянием с минимальной площадью тела неопределенности:

$$(\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вых}} (\Delta E_{\text{МАКС}}^2)_{\text{вых}} > (\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вх}} (\Delta E_{\text{МАКС}}^2)_{\text{вх}} = 1/16 .$$

Это означает, что квантовое состояние света на выходе, строго говоря, уже не удовлетворяет данному выше определению сжатых состояний.

При усилении сжатого света в линейном усилителе (когда насыщение усиления пренебрежимо мало) также происходит изменение квантового состояния, степень сжатия уменьшается, а при коэффициенте усиления  $> 2$  исчезает вовсе. Количественный анализ показывает [9], что на выходе линейного усилителя с коэффициентом усиления  $G$  ( $I_{\text{вых}} = G I_{\text{вх}}$ ):

$$(\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вых}} = G (\Delta E_{\text{МИН}}^2)_{\text{вх}} + (G-1) \frac{n_2+n_1}{n_2-n_1} \cdot \frac{1}{4},$$

(то же для  $\Delta E_{\text{МАКС}}^2$ ).

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации активных центров усилителя в основном и возбужденном состояниях (соответственно). Видно, что сжатое состояние портится даже в "нейтральном" усилителе, который плохо прокачан и  $n_2 \rightarrow n_1$ , а  $G = e^{B(n_2-n_1)L} \rightarrow 1$ .

Однако сказанное об усилении вовсе не означает, что сжатый свет невозможно усилить. Параметрический усилитель в состоянии усиливать свет, сжатый по фазе, без понижения степени сжатия, а при достаточно большом коэффициенте усиления может превращать исходно не сжатый свет в сжатый.

Таким образом, кроме проблемы генерации сжатого света существует проблема доставки его к потребителю.

### 3. ФОТОПРИЕМ СЖАТОГО СВЕТА

Как уже отмечалось, в процессе регистрации сжатого света понижаются шумы фотоприема. Это объясняет, почему регистрация сжатого света и его использование осуществляются в одних и тех же схемах. Поэтому в данном разделе кроме вопросов измерения степени сжатия будут рассмотрены некоторые приложения сжатого света.

Существуют различные схемы фотоприема, пригодные для измерения сжатия. Однако здесь будет рассмотрена только одна из них — схема балансного гомодинирования, которая при относительной простоте дает исчерпывающую информацию о параметрах сжатого состояния света. Схема балансного гомодинирования представлена на рис. 10. В ней исследуемый свет смешивается с так называемой местной волной с помощью светоделителя ( $R=T=50\%$ ). Частоты обеих волн совпадают. В качестве местной волны используется свет в когерентном состоянии (излучение одночастотного лазера). Из-за особенностей отражения света от разных сторон светоделителя относительные фазы смешиваемых пучков на выходе отличаются на  $180^\circ$ . Оба пучка, выходящие из

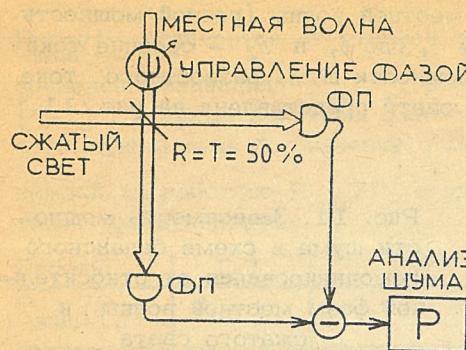


Рис. 10. Схема балансного гомодинирования, используемая при измерении сжатого света

светоделителя, регистрируются фотоприемниками, квантовая эффективность которых близка к единице. Сигналы фотоприемников вычитаются друг из друга, а в разностном сигнале измеряется мощность шумовой компоненты. В схеме предусмотрена возможность изменения фазы  $\psi$  местной волны по отношению к фазе исследуемого излучения. Интенсивность излучения местной волны должна значительно превосходить интенсивность сжатого света. В этом случае сигнал каждого из фотоприемников определяется в основном интенсивностью местной волны, а поправка первого порядка пропорциональна величине электрического поля сжатого света. Именно эта поправка и выделяется при вычитании токов. Вследствие большой величины поля местной волны вклад в разностный ток дадут только те значения поля сжатого света, которые совпадут с максимумами поля местной волны. Это объясняет, почему при баланском гомодинировании среднеквадратичное отклонение разностного тока (равное мощности шумовой компоненты, деленной на сопротивление нагрузки) пропорционально квантовой неопределенности исследуемого поля  $\Delta E^2$  в той его фазе, которая совпадла с максимумами местной волны. Вращая фазу местной волны  $\psi$  и наблюдая за мощностью шума в разностном сигнале, можно измерить  $\Delta E^2$  во всех его фазах. Квантовое рассмотрение схемы балансного гомодинирования сжатого света показывает [2], что мощность шумовой компоненты разностного сигнала есть

$$P = P_0 \left( \frac{\Delta E}{1/2} \right)^2 = 4P_0 [\Delta E_{\text{МИН}}^2 \cos^2(\psi - \psi_0) + \Delta E_{\text{МАКС}}^2 \sin^2(\psi - \psi_0)].$$

Здесь  $\psi_0$  — некоторая начальная фаза, а  $P_0$  — мощность шума, наблюдаемая на выходе, когда исследуемый свет отсутствует. Если схема собрана из идеальных элементов, то  $P_0$  совпадает со

стандартным квантовым шумом местной волны (равной мощности дробового шума при токе  $i_1 + i_2$ , где  $i_1$  и  $i_2$  - средние токи фотоприемников). Зависимость мощности шума разностного тока от фазы  $\psi$  при приеме сжатого света представлена на рис. 11.

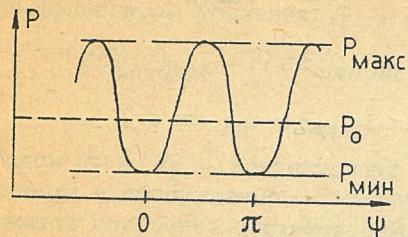


Рис. 11. Зависимость мощности шума в схеме балансного гомодинирования от относительной фазы местной волны и сжатого света

Когда фаза  $\psi$  настроена на минимальную неопределенность поля сжатого света, мощность шума в схеме балансного гомодинирования ниже стандартного квантового предела  $P_0$ . В этом состоит важнейшее свойство сжатого света понижать шум фотоприема. Обратим внимание на парадоксальную ситуацию: при перекрытии сжатого света шумы в схеме возрастают (!) от уровня  $P_{\min}$  до  $P_0$ . В популярной литературе о сжатом свете в связи с этим пишут, что сжатый свет "темнее темноты". Понижение шума равно степени сжатия света:  $P_{\min}/P_0 = \left(\frac{\Delta E_{\min}}{1/2}\right)^2$ , что и служит основанием для измерения.

Падение уровня шума  $P_{\min}$  с увеличением степени сжатия ( $\Delta E_{\min}^2 \rightarrow 0$ ) не беспредельно. Оно ограничивается тем обстоятельством, что с ростом сжатия увеличивается интенсивность сжатого света, а это ведет к нарушению условия ее малости по сравнению с интенсивностью местной волны и появлению дополнительного шума в выражении для  $P_{\min}$ . Уровень шума ограничивается и техническими причинами, в частности ограниченной квантовой эффективностью фотоприемников,  $\eta < 1$ . В условиях  $\eta < 1$  выражение для мощности шума принимает вид:

$$P = (1-\eta)P_0 + \eta P_0 \left(\frac{\Delta E}{1/2}\right)^2$$

Видно, что в этом случае сжатый свет не может столь сильно подавлять шумы: даже в пределе сильного сжатия шум не опускается ниже значения  $(1-\eta)P_0$ .

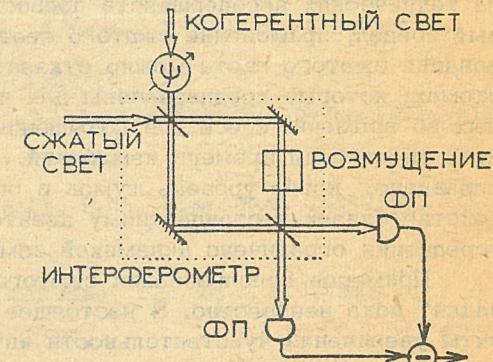
В реальных измерениях со сжатым светом квантовая эффективность фотоприемников меньше единицы и, кроме того, неизбежны потери света от источника до схемы измерения. Поэтому наблюдаемое понижение шума в схеме балансного гомодинирования

$P_{\min}/P_0$  отличается от степени сжатия  $\left(\frac{\Delta E_{\min}}{1/2}\right)^2$ . В таблице приведены значения  $P_{\min}/P_0$ , реально достигнутые в работах [4-7], а также величины сжатия, которые уже приводились в предыдущем пункте. Значения  $\left(\frac{\Delta E_{\min}}{1/2}\right)^2$  рассчитаны авторами каждой из работ по  $P_{\min}/P_0$  с учетом потерь и значений квантовой эффективности.

Работы	[4]	[5]	[6]	[7]
$P_{\min}/P_0$	0,93	0,875	0,41	0,7
$\left(\frac{\Delta E_{\min}}{1/2}\right)^2$	0,8	0,3	0,1	0,47

Видно, что в реальных условиях шум фотоприема понижается не столь эффективно, как это позволяет исходная степень сжатия света. Наибольшее понижение шума достигнуто в [6]: более чем в два раза.

Рис. 12. Схема интерферометра с понижением шумов с помощью сжатого света



Возвращаясь к принципиальным вопросам, отметим, что в рамках проведенного рассмотрения понижение шума не зависит от интенсивности сжатого света, а связано только со степенью сжатия. Это важное обстоятельство положено в основу увеличения чувствительности оптических интерферометров с помощью сжатого света. На рис. 12 приведена схема интерферометра типа Маха-Цендера, который "запитывается" излучением одночастотного лазера и служит для измерения возмущений в одном из плеч. Этот интерферометр отличается от обычного тем, что фотоприемники

прием осуществляется по балансному принципу, а на "холостой" вход интерферометра подан сжатый свет. Благодаря подаче сжатого света квантовые шумы на выходе падают ниже стандартного предела, а все другие характеристики не изменяются; в результате растет чувствительность к изучаемым возмущениям. В настоящее время известны примеры использования сжатого света для повышения чувствительности интерферометров [10, 11]. В работе [10] в 2 раза понижены шумы интерферометра, предназначенногдля измерения малых изменений показателя преломления сред, а в работе [11] в 1,6 раза понижены шумы интерферометра, измеряющего вращение плоскости поляризации света.

Применение сжатого света пока ограничивается тем, что его генерация представляет собой не простую в техническом отношении задачу. Для генерации сжатого света требуются одночастотные достаточно мощные непрерывные лазеры. В этих условиях важно указать область, где применение сжатого света для увеличения чувствительности оптических измерительных устройств может дать определенный выигрыш. Прежде всего необходимо отметить, что в измерительных устройствах, где реальный шум из-за технических недоверий превосходит стандартный квантовый предел, применение сжатого света не оправдано. От использования сжатого света можно отказаться и в тех оптических системах, которые предназначены для измерения величин, неизменных во времени: здесь для повышения чувствительности пригоден путь увеличения времени измерений. Применение сжатого света оправдано, когда уровень шумов в оптическом измерительном устройстве близок к стандартному квантовому пределу, а время усреднения ограничено динамикой измеряемого процесса.

Примеров использования сжатого света для решения "суперзадач" пока неизвестно. В настоящее время разрабатываются проекты увеличения чувствительности интерферометров, устанавливаемых на детекторах гравитационных волн [12]. Можно ожидать применения сжатого света в сверхчувствительной спектроскопии атомов и молекул, в устройствах передачи информации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектр вопросов, связанных со сжатыми состояниями света, весьма широк. Некоторые из них следующие:  
импульсная генерация сжатого света,  
генерация сжатых вакуумных состояний,  
нелинейные явления в поле сжатого света,  
взаимодействие атомов со сжатым светом  
и др.

Сжатый свет – новый объект современной квантовой оптики. Его появление дало толчок поискам других необычных квантовых состояний света.

Концепция сжатых состояний вышла за пределы чисто оптических понятий, ее переносят сейчас на атомную поляризацию и колебания атомов в молекулах. Сжатые состояния позволяют по-новому взглянуть на традиционные вопросы квантовой механики, достаточно упомянуть проблему неразрушающих квантовых измерений. Складывается ситуация, когда "трудные вопросы" квантовой механики – вопросы интерпретации – наиболее ярко формулируются в рамках квантовой оптики (см., например [13], парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена).

## Л и т е р а т у р а

1. D.F.Walls. *Nature* 306, 141 (1983).
2. R.Loudon, P.L.Knight. *J.Modern Optics* 34, 709 (1987).
3. W.Schleich, J.A.Wheeler. *JOSA B* 4, 1715 (1987).
4. R.E.Slusher, L.W.Hollberg, B.Yurke, J.C.Mertz, J.F.Valley. *Phys. Rev. Lett.* 55, 2409 (1985).
5. R.M.Shelby, M.D.Levenson, S.H.Perlmutter, R.G.DeVoe, D.F.Walls. *Phys. Rev. Lett.* 57, 691 (1986).
6. L-A.Wu, H.J.Kimble, J.L.Hall, H.Wu. *Phys. Rev. Lett.* 57, 2520 (1986).
7. M.G.Raizen, L.A.Orozco, Min Xiao, T.L.Boyd, H.J.Kimble. *Phys. Rev. Lett.* 59, 198 (1987).
8. S.Machida, Y.Yamamoto. *Phys. Rev. Lett.* 60, 792 (1988).
9. S.Friberg, L.Mandel. *Opt. Comm.* 46, 141 (1983).
10. M.Xiao, L-A.Wu, H.J.Kimble. *Phys. Rev. Lett.* 59, 278 (1987).
11. P.Grandier, R.E.Slusher, B.Yurke, A.LaPorta. *Phys. Rev. Lett.* 59, 2153 (1987).
12. J.Gea-Banacloche, G.Leuchs. *JOSA B* 4, 1667 (1987).
13. Д.Н.Клычко. УФН 154, 133 (1988).

Масалов Анатолий Викторович

СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕТА

Редактор О.А. Сафонова  
Техн. редактор З.И. Хазова  
Корректор Е.А. Кораблева

Тем. план 1989 г., поз. Д

---

Л.-20860      Подписано в печать 3/IV-89г.  
Формат 60x84 1/16      Объем 1,25 п.л.      Уч.-изд.л. 1,5  
Тираж 220 экз.      Изд. № 053-1      Цена 10 коп.  
Заказ 703

---

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.  
115409, Москва, Каширское шоссе, 31