

# 1 Введение

Измерение амплитуды и фазы напряженности электрического поля в электромагнитной волне имеет важное практическое значение. Так, при передаче данных в радиочастотном диапазоне в режиме фазовой модуляции необходимо измерять фазу волны, т.е. преобразовывать фазу в амплитудные изменения. В оптическом диапазоне фаза световой волны используется для сверхчувствительных измерений в интерферометрах [20]. Кроме того, в связи с развитием техники квантовой связи и квантовых вычислений измерения квантовых флуктуаций амплитуды и фазы световых волн становятся все более востребованными. Для электромагнитных волн радиочастотного диапазона возможно прямое преобразование напряженности поля в ток, это происходит в антеннах [18, 19]. В технике фотоприема излучения оптического диапазона средства прямого измерения напряженности поля отсутствуют, фотодетекторы преобразуют в ток мощность излучения и не чувствительны к фазе волны. Для измерений амплитуды и фазы напряженности поля световых волн используются методы гомо- и гетеродинамирования. В этих методах исследуемое излучение (сигнал) смешивают на светоделителе со специально подготовленной местной волной и регистрируют их интерференцию. Тогда фототок становится пропорциональным полю исследуемой волны и содержит сведения о её амплитуде и фазе. Методы гомо- и гетеродинамирования сложны в реализации в сравнении с простым прямым фотоприемом. Здесь изучению поддается только та пространственная часть исследуемой волны, которая когерентна в пределах поперечного сечения местной волны. Кроме того, измерению поддаются не все спектральные компоненты сигнала, а только те, которые лежат около частоты местной волны в пределах обратного времени разрешения фотоприемника. Несмотря на эти ограничения метод гомодинамирования света получил сегодня значительное развитие в связи с измерениями квантовых состояний света, поскольку с его помощью удастся измерить квантовые флуктуации амплитуды и фазы волны. Особой привлекательностью гомодинных измерений света служит то обстоятельство, что по отношению к сигналу метод обладает однофотонной чувствительностью, т.е. с его помощью можно регистрировать квантовые флуктуации поля единичных фотонов.

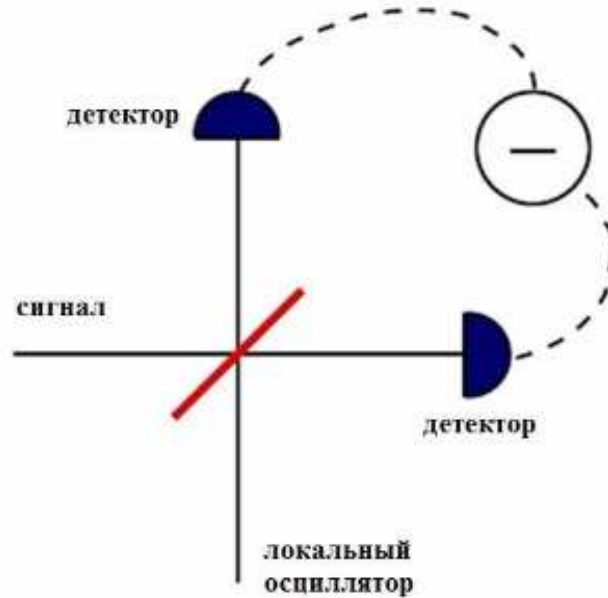
В настоящее время в ряде лабораторий, где ведутся исследования в области квантовой оптики, реализованы гомодинные детекторы и имеются примеры их использования для восстановления «квантовых портретов» состояний света. Современный гомодинный детектор для квантовых измерений включает пару фотодиодов, включенных по схеме с вычитанием токов, электронный усилитель разностного тока и оптическую схему фокусировки излучения исследуемого сигнала и местной волны. Наиболее проработанными на сегодня являются оптические узлы гомодинного детектора. Фотодетекторы для гомодинных приемников можно выбрать из весьма широкой линейки фотодиодов, разработанных для современной скоростной оптической связи. Наиболее проблематичным элементом современного гомодинного детектора является электронный усилитель фототока.

В гомодинном детекторе к усилителю предъявляются достаточно высокие требования по полосе усиления, уровню собственного электронного шума и по динамическому диапазону. В качестве желаемых характеристик требуются:

- полоса усиления на уровне 100 МГц и более с равномерностью коэффициента усиления в единицы дБ;
- уровень собственных шумов в единицы  $\text{пА}/\text{Гц}^{1/2}$  (токовый шум, отнесенный ко входу);
- динамический диапазон – отношение уровня пуассоновского шума местной волны при её максимально допустимой мощности к уровню электронного шума – не менее 10 дБ.

Несмотря на обилие разнообразных схем усилителей и электронных компонентов, задача разработки и оптимизации электронной части гомодинного детектора, предназначенного для квантовых измерений, не имеет однозначного решения. Разработчики электронной аппаратуры предложили единственный коммерческий гомодинный фотоприемник, причем его характеристики не удовлетворяют перечисленным выше требованиям. В связи с этим в настоящее время идет конкуренция ряда научных групп по созданию электронных усилителей для гомодинных детекторов. Кроме того, отсутствует детальный количественный анализ наиболее распространенной схемы трансимпедансного усилителя, применяемого при гомодинировании света. Цель данной работы состоит в тестировании и оптимизации схемы балансного гомодинного детектора, точнее трансимпедансного усилителя, предназначенного для гомодинных измерений квантовых флуктуаций поля световых волн. Основное внимание в работе уделено поиску соответствия количественной модели усилителя его реализованным характеристикам.

Приведем простое описание принципа устройства балансного гомодинного детектора (БГД) в предположении монохроматичности сигнала и местной волны (локального осциллятора, далее ЛО) [3].



Принципиальная схема БГД.

Слабый сигнал интерферирует на сбалансированном светоделителе 50:50 с сильной когерентной местной волной (ЛО). ЛО создает опорную фазу (например с помощью пьезошайбы, помещенной в канал ЛО) для измерения квадратуры поля (считаем что ЛО и сигнал имеет начальную постоянную фазовую сдвигку). После смешения сигнала и ЛО, каждый возникший луч направляется на фотодетектор, токи от которых вычитаются:

$$I_{12} = I_1 - I_2,$$

что и является в конечном счете интересующей нас величиной. Величины токов (для линейного диапазона работы фотодиодов) пропорциональны количеству фотонов, попадающих на каждый фотодиод:

$$I_1 \propto \hat{n}_1, I_2 \propto \hat{n}_2,$$

где индексы 1 и 2 относятся к верхнему и правому плечу за светоделителем соответственно. Рассматриваем ЛО классически (что является верным для мощного когерентного лазерного луча), а сигнал квантовым образом:

$$(\alpha_{LO}, \hat{a}_s) \rightarrow \left( \frac{\alpha_{LO} + \hat{a}_s}{\sqrt{2}}, \frac{\alpha_{LO} - \hat{a}_s}{\sqrt{2}} \right) \text{ и } \hat{n} = \hat{a}^+ \hat{a}.$$

Получаем:

$$I_{21} \propto \alpha_{LO}^* \hat{a} + \hat{a}^+ \alpha_{LO}.$$

Обозначая фазу локального осциллятора за  $\theta$  и подставляя известное выражение:

$$\widehat{q}_\theta = \frac{\widehat{a}^+ e^{i\theta} + \widehat{a} e^{-i\theta}}{\sqrt{2}},$$

имеем окончательно:

$$I_{21} \propto \sqrt{2} |\alpha_{LO}| \widehat{q}_\theta.$$

Этот простой результат подкреплён более сложными выводами [3, 16]. Отсюда видно что мощность локального осциллятора задает масштаб для измерения квадратуры.

Перейдем теперь к чувствительности метода. Сначала рассмотрим ЛО и сигнал классически. Будем считать что квантовая эффективность диодов  $\eta$ , фактор пространственного перекрытия сигнала и ЛО равен 1.

Представим электрическое поле сигнала с фазовой модуляцией:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \delta E \cos \Delta\phi) = E_0 \cos \omega t - E_0 \delta E \cos(\Delta\phi) \sin \omega t,$$

где  $|\delta E| \ll 1$ .

Опорный луч представим в виде:

$$E_{LO} = E_0 \cos(\omega t + \phi).$$

Тогда имеем для мощности суммирующем плече:

$$P_1 = \overline{\left(\frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos(\omega t + \phi) + \frac{1}{\sqrt{2}} E(t)\right)^2} = \frac{1}{2} E_0^2 \overline{\cos^2(\omega t + \phi)} - |E_0 \delta E| \overline{\cos(\omega t + \phi) \sin(\omega t) \cos \Delta\phi}$$

Аналогично для вычитающего плеча  $P_2$ :

$$P_2 = \overline{\left(\frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos(\omega t + \phi) - \frac{1}{\sqrt{2}} E(t)\right)^2}.$$

Для разности мощности поля в двух плечах за поляризационным кубом 50:50 имеем:

$$P_1 - P_2 = |E_0 \delta E| \sin \phi \cos \omega t.$$

Максимальный сигнал достигается при  $\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$  и фототок тогда равен:

$$I_{max} = \frac{\eta e}{\hbar \omega} E_0 \delta E \cos(\omega t).$$

И для отношения сигнал-электронный шум в классическом случае имеем:

$$\frac{S}{N} = \frac{\left(\frac{\eta e}{\hbar \omega}\right)^2 E_0^2 \delta E^2 \overline{\cos^2 \omega t}}{2e \frac{\eta e}{\hbar \omega} P_0 \delta f} = \frac{\eta E_0^2 \delta E^2}{2\hbar \omega \delta f} = 2\eta [N_{ph}]_{t=\frac{1}{\delta f}},$$

где  $P_0 = E_0^2$ ;  $\delta f$ - обратное время разрешения фотоприемника.

Аналогичный результат можно получить, рассматривая сигнал квантовым образом и ЛО классически. Важным выводом из этой формулы является так называемая "однофотонная" чувствительность метода гомодинного детектирования. Отношение сигнал-шум зависит от квантовой эффективности и количества фотонов пришедших на поляризационный кубик из канала сигнала за время  $t = \frac{1}{\delta f}$ . В случае  $\eta \approx 0.8$  имеем что уже при одном фотоне в моде сигнала отношение  $\frac{S}{N} > 1$ , что является достаточным условием для измерений.

## 6 Заключение

В работе реализован электронный трансимпедансный усилитель на основе ОРА847 в составе балансного гомодинного детектора с двумя типами фотодиодов при вариации ключевых элементов схемы – сопротивления и емкости обратной связи. Измеренные характеристики детектора – спектральный ход усиления и спектральная плотность мощности электронного шума – сопоставлены с теоретической моделью. Количественное согласие с моделью достигнуто в результате уточнения характеристик схемы, труднодоступных прямому измерению:

- суммарная емкость входного импеданса усилителя и двух фотодиодов Hamamatsu S5972 составила  $25 \pm 2$  пФ вместо 11 пФ по паспортным данным (для фотодиодов FGA015 верен аналогичный расчет  $23 \pm 2$  пФ вместо 9 пФ). Объясняется это заниженным значение емкости входного импеданса усилителя. По паспортным данным имеем для последнего 4 пФ, вместо фактического значения  $\approx 12$  пФ;

- шум напряжения усилителя составил  $0.8 \pm 0.2$  нВ/Гц<sup>1/2</sup> что находится в соответствии с  $0.85 \div 0.92$  нВ/Гц<sup>1/2</sup> по паспортным данным.

- шум тока усилителя составил  $4.3 \pm 0.7$  пА/Гц<sup>1/2</sup>, что превышает несколько паспортные данные  $2.7 \div 3.5$  пА/Гц<sup>1/2</sup>.

-емкость обратной связи с учетом паразитной емкости сопротивления обратной связи (для SMD резистора порядка кОм составляет  $0.1 \div 0.2$  пФ) совпадает с номиналом на плате.

В качестве рабочей схемы трансимпедансного усилителя можно принять:

- операционный усилитель ОРА847;
- сопротивление обратной связи 4.3 кОм;
- емкость обратной связи 0,3 пФ;
- фотодиоды Hamamatsu S5972 с напряжением питания фотодиодов 13 В.
- мощность опорного луча(ЛО) 10.6 мВт.

Этот вариант усилителя и параметров обеспечивает:

- полоса усиления 90 МГц;
- равномерность полосы 3 дБ;
- уровень электронного шума составляет (для квадрата тока, нормированного на квадрат частотной полосы)

$$\frac{\overline{i_N^2}}{G(f)^2} = A + Bf^2;$$

$$A=24 \text{ (пА/Гц}^{1/2}\text{)}^2.$$

$$B=1.3 * 10^{-2} \text{ (пА/Гц}^{1/2}\text{)}^2/\text{МГц}^2.$$

- clearance 18 дБ(при мощности опорного луча 10.6 мВт);

Обнаружен эффект увеличения усиления в области менее 30 МГц при малых величинах сопротивления обратной связи (менее 6-7 кОм). Это увеличение не получило количественного обоснования.

Таким образом, представленная теоретическая модель даёт хорошее количественное описание частотной характеристики и электронного шума БГД. Модель вполне пригодна для дальнейшей оптимизации трансимпедансных усилителей для гомодинных измерений.