

PACS 42.55.Px; 42.81.Dp; 07.60.Vg; 07.60.Ly

# Статистические свойства интенсивности частично поляризованного, обратнорассеянного одномодовым оптическим волокном излучения полупроводниковых лазерных источников

А.Э.Алексеев, Б.Г.Горшков, В.Т.Потапов

*Приведены результаты исследования статистических свойств интенсивности частично поляризованного, обратнорассеянного одномодовым оптическим волокном когерентного излучения. Получено выражение для дисперсии интенсивности обратнорассеянного излучения в зависимости от длины рассеивающего участка, степени когерентности излучения источника, а также степени поляризации рассеянного излучения. Показано, что обратнорассеянное излучение в волоконном интерферометре рассеянного излучения при внешнем возмущении волокна интерферометра является частично поляризованным со степенью поляризации  $P = 1/3$ .*

**Ключевые слова:** обратнорассеянное излучение, волоконный интерферометр рассеянного излучения, деполаризация.

## 1. Введение

Исследование свойств обратнорассеянного одномодовым волокном когерентного излучения представляет значительный интерес для быстро развивающейся волоконной когерентной рефлектометрии. Оптимизация параметров сигнала обратного рассеяния может способствовать улучшению характеристик рефлектометра, таких как контраст рефлектограммы и чувствительность рефлектометра к внешним воздействиям, что является важным для создания более совершенных распределенных датчиков фазовых воздействий [1, 2]. Анализ параметров обратнорассеянного излучения в настоящей работе проводится с помощью волоконного интерферометра рассеянного излучения (ВИРИ), в котором происходит многолучевая интерференция полей, обратнорассеянных средой оптического волокна. В простейшем случае ВИРИ является отрезком одномодового оптического волновода, рассеивающим когерентное оптическое излучение в обратном направлении. Все интерферирующие поля на выходе ВИРИ имеют случайные амплитуды и фазы, поэтому такой интерферометр можно рассматривать только статистически. ВИРИ при этом является объектом с принципиально случайными характеристиками, которые случайны как во времени, так и при переходе от одной статистической реализации распределения коэффициентов рассеяния  $\{\rho\} = \{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_n\}$  к другой, где  $\rho_n$  – комплексный амплитудный коэффициент рассе-

яния какого-либо центра, соответствующий доле излучения, рассеянного центром и захваченного волокном в обратном направлении.

Временные характеристики ВИРИ характеризуются временными средними значениями, обозначаемыми далее  $E_T\langle\dots\rangle$ , статистические характеристики – статистическими средними, обозначаемыми далее  $E_\rho\langle\dots\rangle$ . С временным усреднением  $E_T\langle\dots\rangle$  связаны интенсивность рассеянного излучения, фиксируемая фотоприемником, и шумовой спектр интенсивности, определяемые независимо для каждой конкретной реализации распределения коэффициентов рассеяния центров в среде ВИРИ  $\{\rho\}$ . При изменении реализации этого распределения (например, при рассмотрении другого статистически эквивалентного рассеивающего участка) обе эти средние по времени характеристики изменяются случайным образом, однако для этих изменений можно ввести статистические параметры, такие как плотность распределения и средние значения по ансамблю распределений коэффициентов рассеяния центров  $E_\rho\langle\dots\rangle$ . Временные характеристики рассеянного излучения определяются свойствами источника излучения, статистические характеристики – свойствами рассеивающей среды. Поэтому в дальнейшем будем считать, что эти два усреднения (временное и статистическое) можно проводить независимо друг от друга.

В предыдущих работах были рассмотрены статистические свойства интенсивности полностью поляризованного обратнорассеянного волоконном когерентного излучения [3,4], спектральные характеристики рассеянного излучения [5], а также проанализирована возможность использования отрезка оптического волокна для регистрации акустических воздействий с возможностью восстановления формы сигнала внешнего фазового воздействия [6]. В настоящей работе приведены результаты исследований статистических свойств интенсивности частично поляризованного обратнорассеянного излучения ВИРИ с полупроводниковыми лазерными источниками с различными степенями когерентности, работающими в непрерывном (немодулированном) режиме; получены выражения для среднего значения интенсивности и ее дисперсии, определяющей контраст интерференционной картины ВИРИ.

**А.Э.Алексеев.** Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 114190 Фрязино, пл. Введенского,1; ООО «Петрофайбер», Россия, Тульская обл., 301664 Новомосковск, Клинский пр.,7; e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

**Б.Г.Горшков.** ООО «Петрофайбер», Россия, Тульская обл., 301664 Новомосковск, Клинский пр.,7; Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова,38

**В.Т.Потапов.** Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 114190 Фрязино, пл. Введенского,1; e-mail: v\_potapov38@mail.ru

Поступила в редакцию 14 октября 2014 г., после доработки – 5 декабря 2014 г.

## 2. Интенсивность частично поляризованного обратнорассеянного излучения

Базовой конфигурацией ВИРИ, позволяющей проанализировать его основные свойства, является ВИРИ с одним рассеивающим участком, схематически изображенный на рис.1. Типичный вид интерферогораммы на выходе ВИРИ приведен на рис.2. В качестве модели рассеивающей среды ВИРИ примем протяженный отрезок волокна длиной  $L$  с равномерно распределенными по объему центрами рассеяния – микроскопическими неоднородностями показателя преломления [3–7]. На входе рассеивающего волокна при этом происходит многолучевая интерференция полей излучений, рассеянных большим количеством центров рассматриваемой среды. Как было отмечено в работах [3,7–9], процесс многолучевой интерференции полей рассеянного излучения аналогичен процессу образования спекл-картины при освещении шероховатой поверхности излучением лазера. Следовательно, для описания процесса интерференции рассеянного излучения могут использоваться методы, разработанные в теории спеклов [10–12].

Моделируя рассеивающую среду, будем считать, что комплексный амплитудный коэффициент рассеяния  $\rho$  представляет собой круговую комплексную гауссову случайную величину с нулевым средним значением [3,4,7–12]. Это означает, что его действительная и мнимая части ( $Re\rho$  и  $Im\rho$ ) имеют гауссовы распределения по ансамблю каждая, причем дисперсии действительной и мнимой частей равны друг другу. Физически это предположение эквивалентно тому, что при рассеянии происходит умножение комплексной амплитуды поля источника на случайные величины, имеющие гауссовы распределения действительной и мнимой частей с нулевыми средними значениями. Будем также считать, что комплексные амплитудные коэффициенты рассеяния различных центров рассеяния статистически некоррелированы друг с другом. Математически некоррелированность комплексных коэффициентов рассеяния центров с продольными координатами  $z_m$  и  $z_n$ , а также равенство дисперсий их действительных и мнимых частей можно записать в виде двух выражений [10]:

$$E_\rho \langle \rho(z_n)\rho(z_m) \rangle = 0, \tag{1}$$

$$E_\rho \langle \rho^*(z_n)\rho(z_m) \rangle = \rho_0 \delta(z_n - z_m), \tag{2}$$

где  $E_\rho \langle \dots \rangle$  – усреднение по ансамблю независимых распределений коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$  (или усреднение по ансамблю независимых рассеивающих участков);  $z_n, z_m$  – координаты центров рассеяния, расположенных на оси волокна;  $\rho_0/2$  – дисперсия по ансамблю

действительной и мнимой частей коэффициентов рассеяния  $\rho$ ;  $\delta$  – дельта-функция.

Источник излучения будем считать квазимонохроматическим, автокорреляционная функция комплексной амплитуды поля  $A_s(t)$  которого [3, 4]

$$E_T \langle A_s(t + \tau)A_s^*(t) \rangle = I_s \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_{coh}}\right), \tag{3}$$

где  $I_s$  – интенсивность излучения источника;  $\tau_{coh}$  – время когерентности поля источника.

Основной характеристикой оптического излучения, которая может быть непосредственно измерена в эксперименте с помощью фотоприемника, является его интенсивность. При рассеянии непрерывного (немодулированного) излучения лазера средой волокна интенсивность рассеянного излучения, как было указано ранее, зависит от конкретной реализации в нем распределения коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$ . При неизменной реализации интенсивность рассеянного излучения будет неизменна, при изменении реализации она изменяется случайным образом. Следовательно, для излучения, рассеянного случайной средой оптического волокна, можно ввести параметр  $I_{scat}^{mean}$  – среднее значение интенсивности по ансамблю независимых распределений коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$  или по ансамблю независимых статистически эквивалентных рассеивающих участков.

При распространении по волокну состояние поляризации излучения непрерывно изменяется случайным образом. Это изменение происходит вследствие случайного двулучепреломления в оптическом волокне, а также перераспределения энергии поляризационных мод из-за случайных поворотов осей двулучепреломления – связывания поляризационных мод [13–16]. В зависимости от соотношения параметров (степени когерентности источника, длины рассеивающего участка, двулучепреломления участка и характерной длины связи поляризационных мод) состояние и степень поляризации излучения, распространяющегося по волокну, изменяются. Изотропное оптическое волокно обычно моделируется каскадом следующих друг за другом секций, каждая из которых имеет случайную величину двулучепреломления и случайную ориентацию осей двулучепреломления [13, 14]. При этом в пределе, при стремлении количества независимых секций к бесконечности, излучение, занимающее рассеивающий участок, становится полностью деполаризованным в том смысле, что на протяжении оптического волокна оно может иметь любое состояние поляризации с равной вероятностью.

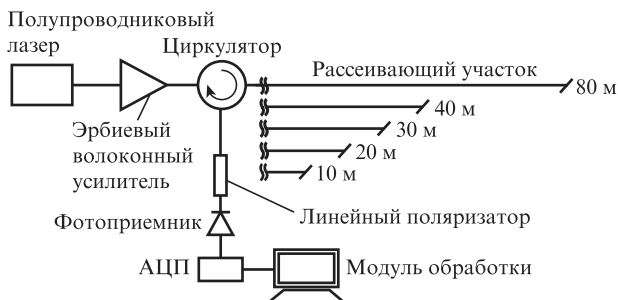


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

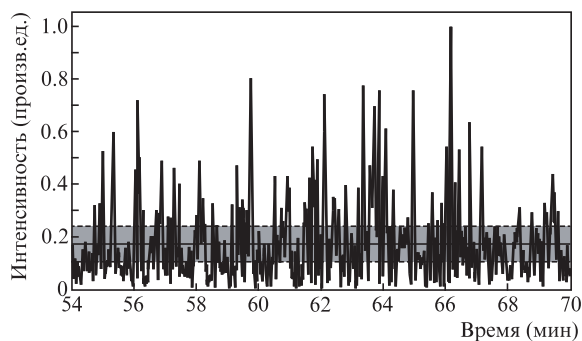


Рис.2. Экспериментальная интерферогорамма ВИРИ. Непрерывная горизонтальная линия – среднее значение интенсивности, затемненная область – среднеквадратичное отклонение.

Изменение статистического распределения рассеивающих центров  $\{\rho\}$  во времени, например при механическом или температурном возмущении рассеивающего участка, приведет к тому, что величина двулучепреломления и ориентация осей каждой из секций будут изменяться случайным образом. В результате в каждой точке волокна, на выходе каждой секции, состояние поляризации излучения также будет изменяться во времени случайным образом, т.е. излучение будет деполаризовано в среднем по времени; в этом случае отрезок волокна будет действовать подобно деполаризатору монохроматического излучения Биллингса [17, 18]. Вектор Стокса такого деполаризованного излучения может принимать любые значения на сфере Пуанкаре.

На рис.3,а показаны результаты моделирования эволюции состояния поляризации монохроматического излучения в некоторой точке оптического волокна при его внешнем возмущении, которое приводит к изменению величины двулучепреломления и ориентации осей каждой из секций. Излучение полностью деполаризовано, его вектор Стокса равномерно покрывает сферу Пуанкаре. При рассеянии состояние поляризации полагается неизменным. Полностью деполаризованное в среднем по времени излучение после рассеяния и распространения в обратном направлении частично восстанавливает степень поляризации таким образом, что на входе рассеивающего участка оно совпадает с состоянием поляризации исходного излучения, заводимого в волокно, с точностью до направления вращения электрического вектора; степень поляризации в указанном пределе становится равной  $1/3$  [13–15].

Таким образом, если в рассеивающий участок волокна, подверженного внешнему возмущению, заводится излучение с линейной поляризацией, то состояние поляризации рассеянного излучения будет совпадать с состоянием поляризации заводимого излучения; если в рассеивающий участок заводится излучение с круговой поляризацией, то состояние поляризации рассеянного излучения будет ортогонально состоянию поляризации заводимого излучения. В обоих случаях степень поляризации равна  $1/3$ . На рис.3,б показаны результаты моделирования эволюции состояния поляризации монохроматического излучения, рассеянного в некоторой точке волокна, при его внешнем возмущении. Видно, что распределение вектора Стокса рассеянного излучения на сфере Пуанкаре не равномерно, а его максимум находится вблизи точки, соответствующей вектору Стокса начального состояния поляризации, которое в данном случае является линейным.

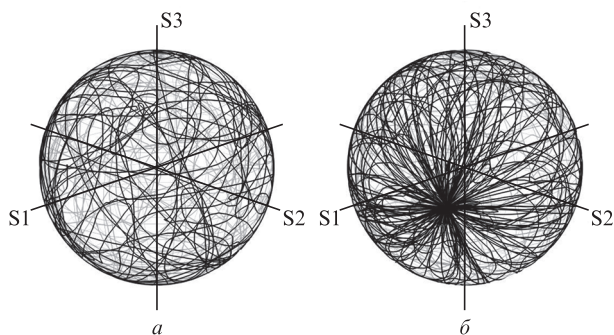


Рис.3. Результаты моделирования эволюции состояния поляризации монохроматического излучения на сфере Пуанкаре при внешнем возмущении волокна в случае полной временной деполаризации излучения ( $P = 0$ ) в точке рассеяния (а) и при частичной поляризованности ( $P = 1/3$ ) рассеянного излучения в начале волоконного участка (б).

Такое поведение обратнорассеянного излучения можно пояснить следующим образом [13]: при распространении излучения в прямом направлении отрезок волокна можно моделировать каскадом секций с некоррелированными матрицами Джонса, которые изменяются случайным образом при внешнем возмущении волокна. В результате излучение в некоторой точке волокна становится полностью деполаризованным в среднем по времени. При распространении излучения до точки рассеяния и обратно оно проходит один и тот же участок волокна дважды, при этом деполаризация частично компенсируется. Частичное восстановление поляризации можно также пояснить следующим примером: если в оптическое волокно заводится излучение с линейной поляризацией, то в случае, если в точке рассеяния поляризация дошедшего до нее излучения также линейна, рассеянное излучение, возвратившееся в начало волокна, будет иметь ту же линейную поляризацию, что и заводимое в волокно излучение; это следует из непосредственного анализа с применением формализма матриц и векторов Джонса. Если же в точке рассеяния поляризация дошедшего до нее излучения будет круговой, то рассеянное излучение, возвратившееся в начало волокна, будет иметь линейную поляризацию, ортогональную поляризации заводимого излучения [16].

Первое событие имеет гораздо более высокую вероятность, чем второе, т.к. линейная поляризация представлена экватором на сфере Пуанкаре, а круговая – ее полюсами, поэтому рассеянное излучение с большей вероятностью будет иметь состояние поляризации, эквивалентное линейной поляризации заводимого излучения. Отметим важное обстоятельство: под деполаризацией в данной работе мы понимаем деполаризацию, вызванную только влиянием случайного двулучепреломления в волокне, деполаризацией вследствие конечной ширины спектральной характеристики излучения мы пренебрегаем из-за ее «узости» [15].

Обозначим степень поляризации рассеянного излучения через  $P$ . Эрмитова матрица когерентности квазимонохроматического частично поляризованного излучения может быть диагонализирована с помощью некоторого унитарного преобразования [11, 19]. В результате в новом базисе частично поляризованное квазимонохроматическое излучение с интенсивностью  $|A|^2$  можно представить в виде суммы двух некоррелированных излучений, поляризованных ортогонально в смысле ортогональности их векторов Джонса. Интенсивности каждой из двух ортогональных поляризационных компонент при этом есть  $|A|^2(1 - P)/2$  и  $|A|^2(1 + P)/2$  [11].

Вектор комплексной амплитуды поля излучения источника, падающего на рассеивающий центр, который расположен на расстоянии  $z$  от начала волокна, можно записать в виде [3, 7]

$$A_{\text{inc}}(t, z) = P(z) A_s(t - z/v_{\text{gr}}) \exp(-\alpha z/2) \exp(-ikz), \quad (4)$$

где  $P(z)$  – матрица Джонса, описывающая изменение состояния поляризации излучения при его распространении вдоль оси волокна  $z$ ;  $A_s(t)$  – вектор комплексной амплитуды поля источника;  $\alpha$  – погонный коэффициент затухания мощности излучения в волокне;  $k = \omega_0/c$  – постоянная распространения излучения;  $v_{\text{gr}}$  – групповая скорость излучения. Комплексная амплитуда поля излучения в начале волокна, рассеянного центром, который находится на расстоянии  $z$  от начала волокна, может быть записана в виде

$$A_{\text{scat}}(t, z) = M(z) A_s(t - 2z/v_{\text{gr}}) \exp(-\alpha z) \exp(-2ikz) \rho(z), \quad (5)$$

где  $M(z) = P(z)^T P(z)$  – матрица Джонса, описывающая изменение состояния поляризации излучения при его распространении до точки с координатой  $z$  и обратно. Полное поле излучения, рассеянного волокном и приходящего на фотоприемник в момент времени  $t$ , есть

$$A_{\text{scat}}^\rho(t) = \int_0^L M(z) A_s(t - 2z/v_{\text{gr}}) \exp(-\alpha z) \exp(-2ikz) \rho(z) dz. \quad (6)$$

Здесь индекс  $\rho$  указывает на то, что полное поле рассчитано для какой-либо конкретной реализации распределения коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$ . Полная интенсивность рассеянного излучения равна среднему по времени значению от квадрата его комплексной амплитуды:  $(I_{\text{scat}}^\rho)_{\text{partpol}} = E_T \langle A_{\text{scat}}^\rho(t) {}^+ A_{\text{scat}}^\rho(t) \rangle$ , где знак "+" означает эрмитово сопряжение. Считая рассеянное излучения частично поляризованным, а также пренебрегая затуханием мощности излучения в волокне, запишем суммарную интенсивность рассеянного излучения для конкретной реализации распределения  $\{\rho\}$  в виде суммы двух некоррелированных интенсивностей:

$$\begin{aligned} (I_{\text{scat}}^\rho)_{\text{partpol}} &= \frac{1-P}{2} \int_0^L \int_0^L E_T \langle A_s^*(t - 2z_1/v_{\text{gr}}) A_s(t - 2z_2/v_{\text{gr}}) \rangle \\ &\times \exp(2ikz_1) \exp(-2ikz_2) \rho^*(z_1) \rho(z_2) dz_1 dz_2 \\ &+ \frac{1+P}{2} \int_0^L \int_0^L E_T \langle A_s^*(t - 2z_1/v_{\text{gr}}) A_s(t - 2z_2/v_{\text{gr}}) \rangle \\ &\times \exp(2ikz_1) \exp(-2ikz_2) \rho^*(z_1) \rho(z_2) dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (7)$$

При усреднении по ансамблю  $\{\rho\}$  с учетом (2) и (3) получаем

$$I_{\text{scat}}^{\text{mean}} = I_s \int_0^L \left( \frac{1-P}{2} + \frac{1+P}{2} \right) \rho_0 dz_2 = I_s L \rho_0 = I_s \frac{v_{\text{gr}}}{2} \rho_0 T. \quad (8)$$

Таким образом, среднее значение интенсивности рассеянного излучения не зависит от степени его деполаризации и от степени когерентности лазерного источника, а определяется только длиной рассеивающего участка и интенсивностью заводимого в волокно излучения. Среднее значение интенсивности интерферограммы показано на рис.2 горизонтальной линией.

### 3. Дисперсия интенсивности частично поляризованного обратнорассеянного излучения

Другой важной характеристикой рассеянного излучения является дисперсия интенсивности рассеянного излучения по ансамблю независимых распределений коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$  или по ансамблю независимых рассеивающих участков. Этот параметр характеризует отклонение случайного значения интенсивности рассеянного излучения от среднего по ансамблю значения (8) при переходе от одной реализации распределения  $\{\rho\}$  к другой. С дисперсией интенсивности можно связать контраст рефлектограммы когерентного рефлектометра, или видность интерференционной картины для ВИРИ.

Дисперсия интенсивности рассеянного излучения по ансамблю  $\{\rho\}$  определяется как статистическое среднее по ансамблю от произведения интенсивностей для разных реализаций  $\{\rho\}$  за вычетом квадрата среднего значения интенсивности (8), т.е.

$$\begin{aligned} D(I_{\text{scat}}) &= E_\rho \langle E_T \langle (I_{\text{scat}}^{\rho_1}(t))_{\text{inst}} \rangle E_T \langle (I_{\text{scat}}^{\rho_2}(t))_{\text{inst}} \rangle \rangle - (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2 \\ &= E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle - (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – различные реализации распределения коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$ . С учетом (7) и некоррелированности полей и интенсивностей двух ортогональных поляризааций, для второго момента случайного значения интенсивности по ансамблю  $\{\rho\}$  получим

$$\begin{aligned} E_\rho \langle (I_{\text{scat}}^{\rho_1})_{\text{partpol}} (I_{\text{scat}}^{\rho_2})_{\text{partpol}} \rangle &= \left( \frac{1-P}{2} \right)^2 E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle \\ &+ \left( \frac{1+P}{2} \right)^2 E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle + 2 \left( \frac{1-P^2}{4} \right) (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2 \\ &= \frac{1+P^2}{2} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle + \frac{1-P^2}{2} (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle &= E_\rho \left\langle \int_0^L \int_0^L E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_1}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_2}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle \right. \\ &\times \exp(2ikz_1 - 2ikz_2) \rho^*(z_1) \rho(z_2) dz_1 dz_2 \\ &\times \int_0^L \int_0^L E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_3}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_4}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle \\ &\times \exp(2ikz_3 - 2ikz_4) \rho^*(z_3) \rho(z_4) dz_3 dz_4 \left. \right\rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку амплитуды коэффициентов рассеяния центров для каждой конкретной реализации распределения  $\{\rho\}$  и комплексные амплитуды полей статистически независимы друг от друга, их усреднение можно проводить независимо [7]. Выражение (11) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle &= \int_0^L \int_0^L \int_0^L \int_0^L \left[ E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_1}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_2}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle \right. \\ &\times \exp(2ikz_1 - 2ikz_2) E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_3}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_4}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle \\ &\times \exp(2ikz_3 - 2ikz_4) \left. \right] E_\rho \langle \rho^*(z_1) \rho(z_2) \rho^*(z_3) \rho(z_4) \rangle \\ &\times dz_1 dz_2 dz_3 dz_4. \end{aligned} \quad (12)$$

Воспользуемся далее теоремой о гауссовом моменте для случайных комплексных величин, какими предположительно являются комплексные коэффициенты рассеяния  $\rho$  [20]:

$$\begin{aligned} E_\rho \langle \rho_1^* \rho_2^* \dots \rho_{iN}^* \rho_{j1} \rho_{j2}^* \dots \rho_{iM} \rangle &= \begin{cases} 0 & N \neq M, \\ \sum_{i,j=1}^{N,M} E_\rho \langle \rho_{i1}^* \rho_{j1} \rangle E_\rho \langle \rho_{i2}^* \rho_{j2} \rangle \dots E_\rho \langle \rho_{iN}^* \rho_{jM} \rangle, & N = M. \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда с учетом (2) получим

$$\begin{aligned} E_\rho \langle \rho^*(z_1) \rho(z_2) \rho^*(z_3) \rho(z_4) \rangle &= E_\rho \langle \rho^*(z_1) \rho(z_2) \rangle E_\rho \langle \rho^*(z_3) \rho(z_4) \rangle \\ &+ E_\rho \langle \rho(z_2) \rho^*(z_3) \rangle E_\rho \langle \rho^*(z_1) \rho(z_4) \rangle \\ &= \rho_0^2 \delta(z_1 - z_2) \delta(z_3 - z_4) + \rho_0^2 \delta(z_2 - z_3) \delta(z_1 - z_4). \end{aligned} \quad (14)$$

С учетом (14) выражение для второго момента (12) примет вид

$$\begin{aligned} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle &= \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L \left| A_s \left( t - \frac{2z_1}{v_{\text{gr}}} \right) \right|^2 \left| A_s \left( t - \frac{2z_2}{v_{\text{gr}}} \right) \right|^2 \\ &\times dz_1 dz_2 + \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_1}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_2}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle \\ &\times E_T \left\langle A_s^* \left( t - \frac{2z_2}{v_{\text{gr}}} \right) A_s \left( t - \frac{2z_1}{v_{\text{gr}}} \right) \right\rangle dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (15)$$

Воспользовавшись теперь (3), получим

$$\begin{aligned} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle &= \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L I_s^2 dz_1 dz_2 \\ &+ \rho_0^2 \int_0^L \int_0^L \exp\left(-\frac{4}{v_{\text{gr}}} \frac{|z_2 - z_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) dz_1 dz_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Сделав замену переменных,  $\tau_1 = 2z_1/v_{\text{gr}}$ ,  $\tau_2 = 2z_2/v_{\text{gr}}$ ,  $T = 2L/v_{\text{gr}}$ , перейдем к более удобной для дальнейшего рассмотрения записи:

$$\begin{aligned} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle &= \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 d\tau_1 d\tau_2 \\ &+ \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) d\tau_1 d\tau_2. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражение для второго центрального момента, т.е. дисперсии, с учетом (8) и (10) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} D(I_{\text{scat}}) &= \frac{1+P^2}{2} E_\rho \langle I_{\text{scat}}^{\rho_1} I_{\text{scat}}^{\rho_2} \rangle + \frac{1-P^2}{2} (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2 - (I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2 \\ &= \frac{1+P^2}{2} \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0^2 \int_0^T \int_0^T I_s^2 \exp\left(-\frac{2|\tau_2 - \tau_1|}{\tau_{\text{coh}}}\right) d\tau_1 d\tau_2. \end{aligned} \quad (18)$$

После вычисления интеграла в (18) получим окончательное выражение для дисперсии интенсивности частично поляризованного рассеянного излучения:

$$D(I_{\text{scat}}) = \frac{(I_{\text{scat}}^{\text{mean}})^2}{T^2} \frac{1+P^2}{2} \left[ \frac{\tau_{\text{coh}}^2}{2} \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{\text{coh}}}\right) - \frac{\tau_{\text{coh}}^2}{2} + T\tau_{\text{coh}} \right]. \quad (19)$$

Важно отметить, что дисперсия интенсивности уже зависит от степени когерентности источника. Среднеквадратичное отклонение интенсивности интерферограммы показано на рис.2 затемненной областью. Для отображения графической зависимости дисперсии (19) удобно рассмотреть контраст интерференционной картины. По аналогии с [10] примем в качестве контраста интерферограммы ВИРИ отношение среднеквадратичного отклонения интенсивности к его среднему значению по ансамблю  $\{\rho\}$ :

$$C = \frac{\sqrt{D(I_{\text{scat}})}}{I_{\text{scat}}^{\text{mean}}} = \frac{\tau_{\text{coh}}}{T} \left( \frac{1+P^2}{2} \right)^{1/2} \left[ \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{\text{coh}}}\right) + \frac{T}{\tau_{\text{coh}}} - \frac{1}{2} \right]^{1/2}. \quad (20)$$

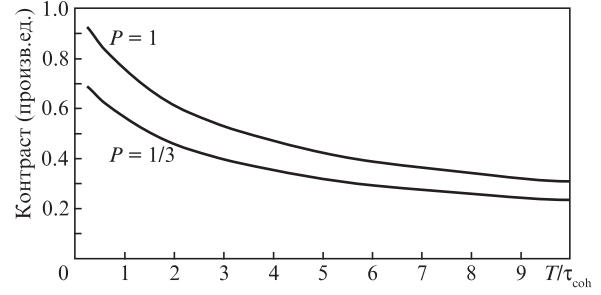


Рис.4. Теоретические зависимости контрастов интерферограмм ВИРИ от отношения максимальной задержки излучения в интерферометре ко времени когерентности  $T/\tau_{\text{coh}}$  и при разной степени поляризации рассеянного излучения  $P$ .

Графические зависимости контрастов для полностью и частично поляризованного рассеянного излучения со степенью поляризации  $P = 1/3$  при уменьшении степени когерентности источника излучения представлены на рис.4. Видно, что при уменьшении степени когерентности источника излучения или при увеличении длины рассеивающего участка ВИРИ контраст монотонно уменьшается от максимального значения до нуля.

#### 4. Экспериментальное исследование дисперсии интенсивности частично поляризованного обратнорассеянного излучения

Схема экспериментальной установки для исследования статистических характеристик интенсивности обратнорассеянного излучения приведена на рис.1. Полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью генерирует в области 1555 нм оптическое излучение, имеющее малую спектральную ширину линии. Излучение лазера усиливается эрбиевым волоконным усилителем до мощности 25 дБм, после чего через циркулятор поступает в отрезок одномодового изотропного волокна SMF-28, который является чувствительным элементом ВИРИ. Исследовались ВИРИ с длинами рассеивающего волокна 80, 40, 30, 20 и 10 м. Оптическое волокно интерферометра рассеивает излучение в обратном направлении, рассеянное излучение выводится через циркулятор и поступает на фотоприемник с радиочастотной полосой 10 МГц. Между циркулятором и фотоприемником может устанавливаться оптический поляризатор.

Для создания статистически независимых распределений коэффициентов рассеяния, а также для деполяризации распространяющегося излучения, волокно подвергалось механическому и температурному возмущению. В работе применялись два типа лазерных источников: высококогерентный полупроводниковый лазер фирмы RIO с шириной спектральной полосы  $\Delta\nu = 2$  кГц и стандартный телекоммуникационный лазерный диод с шириной спектральной полосы  $\Delta\nu = 480$  кГц.

На рис.5 представлены экспериментальные зависимости контраста для лазера с высокой ( $\Delta\nu = 2$  кГц) и низкой ( $\Delta\nu = 480$  кГц) степенью когерентности от длины рассеивающих участков и степеней поляризации рассеянного излучения, принимаемого фотоприемником. Теоретические зависимости показаны непрерывными линиями.

Из рис.5,а следует, что для высококогерентного лазерного источника при увеличении длины рассеивающего участка от 10 до 80 м контраст интерференционной

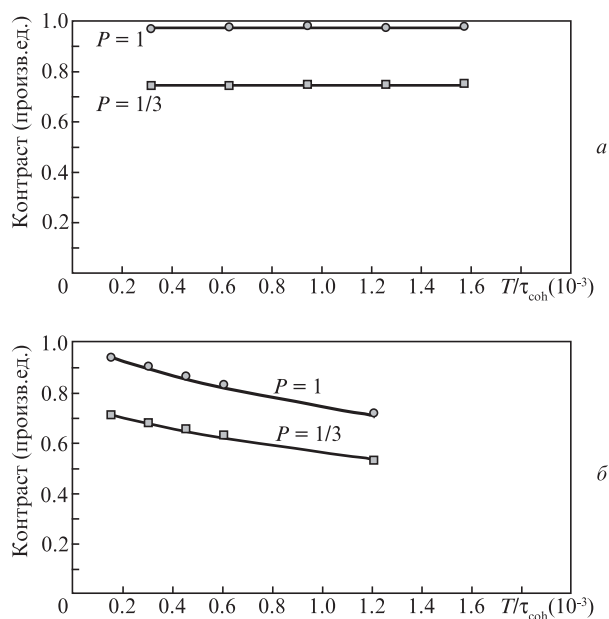


Рис.5. Экспериментальные зависимости контраста интерферограммы ВИРИ для лазера с высокой (а) и низкой (б) степенью когерентности от длины рассеивающего участка (10–80 м) и степени поляризации рассеянного излучения; а – контраст интерферограммы не меняется, б – контраст интерферограммы уменьшается.

картины для рассеянного излучения с двумя различными степенями поляризации практически не меняется, т.е. не зависит от длины рассеивающего участка. Из рис.5,б следует, что для низкокогерентного лазерного источника при аналогичных условиях контраст интерференционной картины уменьшается, т.е. зависит от длины рассеивающего участка. Экспериментальные зависимости контрастов для источников с различными степенями когерентности и поляризации рассеянного излучения полностью согласуются с теоретическими зависимостями рис.4.

Совпадение теоретических кривых с экспериментальными, полученными без использования оптического поляризатора, дает основание считать, что степень поляризации рассеянного излучения близка к  $P = 1/3$  [13, 14, 16], что является следствием полной временной деполяризации изначально полностью поляризованного излучения, заводимого в оптическое волокно ВИРИ. Временная деполяризация излучения, заводимого в это волокно, была вызвана его внешним возмущением с помощью механического или температурного воздействия. Из результатов эксперимента следует, что простой способ увеличения контраста интерференционной картины на выходе рассеивающего участка ВИРИ – это использование линейного поляризатора. Для более эффективного использования мощности рассеянного излучения можно применять поляризационный ответвитель, сочетающий в себе два ортогонально настроенных линейных поляризатора; при этом, конечно, возникает необходимость в дополнительном оптическом приемнике.

Отметим, что в когерентном рефлектометре с источником, обладающим высокой степенью когерентности (длина когерентности источника порядка длительности зондирующего импульса), по-видимому, временной деполяризации излучения возникать не будет, т.к. волоконный тракт рефлектометра не подвергается внешнему возмущению (за исключением точки воздействия). Излучение

в зондирующем импульсе рефлектометра в случае использования лазерного источника с высокой степенью когерентности будет оставаться полностью поляризованным, поэтому рассеянное излучение в каждом временном канале также будет полностью поляризованным.

Таким образом, экспериментальные зависимости контраста интерференционной картины ВИРИ соответствуют полученным теоретическим зависимостям с хорошей точностью. Совпадение теоретических результатов с результатами эксперимента дает основание считать, что исходные предположения относительно свойств рассеянного излучения являются верными, а предложенная модель правильно описывает статистические закономерности интенсивности рассеянного излучения.

## 5. Выводы

В работе проведен теоретический и экспериментальный анализ основных статистических характеристик интенсивности на выходе волоконного интерферометра рассеянного излучения. Рассмотрены зависимости средней интенсивности излучения на выходе ВИРИ и дисперсии этой интенсивности по ансамблю независимых распределений рассеивающих центров  $\{\rho\}$  от отношения длины рассеивающего участка ВИРИ и степени когерентности используемого излучения, а также от степени поляризации рассеянного излучения. Показано, что рассеянное излучение на выходе ВИРИ при внешнем возмущении волокна является частично поляризованным со степенью поляризации  $P = 1/3$ . Использование линейного поляризатора для выходного излучения ВИРИ позволяет увеличить контраст интерферограммы.

1. Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С., Кулаков А.Т., Заирный М.В. *Квантовая электроника*, **36** (10), 963 (2006).
2. Вдовенко В.С., Горшков Б.Г. и др. *Квантовая электроника*, **41** (2), 176 (2011).
3. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **56** (12), 1522 (2011).
4. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Квантовая электроника*, **42** (1), 76 (2012).
5. Алексеев А.Э., Потапов В.Т. *Квантовая электроника*, **43** (10), 968 (2013).
6. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **38** (24), 67 (2012).
7. Gysel P., Staubli R.K. *J. Lightwave Technol.*, **8** (4), 561 (1990).
8. Healey P. *Electron. Lett.*, **20** (1), 30 (1984).
9. Healey P. *Electron. Lett.*, **21** (6), 226 (1985).
10. Goodman J.W. *Statistical Properties of Laser Speckle Patterns in Laser Speckle and Related Phenomena*. Ed. by J.C. Dainty (Berlin: Springer-Verlag, 1975).
11. Гудмен Дж. *Статистическая оптика*, (М.: Мир, 1988).
12. Goodman J.W. *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications* (Englewood, Colo.: Roberts & Co, 2007).
13. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. *J. Lightwave Technol.*, **16** (10), 1832 (1998).
14. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. *J. Opt. Soc. Am.*, **16** (3), 574 (1999).
15. Huttner B., Gisin B., Gisin N. *J. Lightwave Technol.*, **17** (10), 1843 (1999).
16. van Deventer M.O. *J. Lightwave Technol.*, **11** (12), 1895 (1993).
17. Billings V.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **41** (12), 966 (1951).
18. Алексеев Э. И., Базаров Е.Н. *Письма в ЖТФ*, **23** (14), 56 (1997).
19. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981).
20. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая*, (М.: Наука, 2000).