

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Геометрические фазы в одномодовых волоконных световодах и волоконных кольцевых интерферометрах

Г.Б. Малыкин, В.И. Позднякова

Рассмотрены различные геометрические фазы (ГФ) в одномодовых волоконных световодах (ОВС) и волоконных кольцевых интерферометрах (ВКИ): фаза Панчаратнама (ФП), обусловленная циклической эволюцией состояния поляризации излучения (СПИ) в ОВС, фаза Рытова–Владимирского (ФРВ), обусловленная эффектом Рытова — вращением плоскости поляризации из-за некопланарной намотки ОВС, а также взаимная разность фаз встречных волн (НРФВВ) и взаимная геометрическая фаза встречных волн (НГФВВ), которые обусловлены поляризационной взаимностью (ПН) ВКИ. Показано, что ФП для произвольных СПИ в общем случае не совпадает с реальным изменением фазы световых колебаний в средах не только с циркулярным, но и с линейным двулучепреломлением. Показано, что ФРВ, имеющая геометрическое происхождение, в принципе может рассматриваться как динамическая фаза (ДФ). Показано также, что НГФВВ можно рассматривать как следствие отображенной на сфере Пуанкаре (СП) эволюции СПИ в ортогональных винтовых поляризационных модах Гинзбурга (ВПМГ) в ОВС контура ВКИ. Проанализирован ряд экспериментов, в ходе которых регистрировались ГФ в ВКИ: изменение ФРВ и угла Рытова (УР) при изменении шага геликоидальной намотки ОВС.

PACS numbers: 03.65.Vf, 42.81.Gs, 42.87.Bg

Содержание

1. Введение (303).
2. Обзор литературы. Возникновение понятий геометрических фаз в поляризационной оптике и волоконной кольцевой интерферометрии (304).
3. Фазы Панчаратнама (306).
3.1. Метод сферы Пуанкаре. 3.2. Фаза Панчаратнама первого рода. 3.3. Фаза Панчаратнама второго рода.
4. Двулучепреломление ОВС, связанное с его механическими деформациями (310).
4.1. Кинематическая фаза в ОВС. 4.2. Наведенное изгибом линейное двулучепреломление ОВС. 4.3. Наведенное кручением циркулярное двулучепреломление ОВС. Винтовые поляризационные моды Гинзбурга.
5. Эффект Рытова и фаза Рытова – Владимирского в ОВС и ВКИ при некопланарной намотке (311).
5.1. Эффект Рытова в ОВС контура ВКИ. 5.2. Аналогия между эффектом Рытова в поляризационной оптике и эффектом Ишлинского в классической механике. Параллельный перенос

- вектора. Некоммутативность конечных вращений. 5.3. Фаза Рытова–Владимирского и фаза Панчаратнама второго рода в ОВС с некопланарной намоткой.
 6. Поляризационная взаимность в ВКИ и взаимная геометрическая фаза встречных волн (314).
6.1. Поляризационная взаимность в ВКИ. 6.2. Взаимная геометрическая фаза встречных волн в ВКИ.
 7. Анализ экспериментов по регистрации ГФ в ВКИ (317).
7.1. Параметры ВКИ, на которых проводились измерения. 7.2. Анализ результатов экспериментов.
 8. Необоснованные гипотезы, связанные с ГФ в ВКИ (320).
 9. Заключение (320).
- Список литературы (320).

1. Введение

Двадцать лет назад М. Берри в своей известной работе [1] рассмотрел вопрос об условиях возникновения (существования) геометрической (топологической) фазы, описывающей эволюцию волновой функции Шрёдингера при зависящем от времени гамильтониане. Эта геометрическая фаза (ГФ) получила название *фаза Берри*. В дальнейшем фазой Берри зачастую стали именовать ГФ не только в квантовой механике, но и в других областях физики (см. обзоры [2–7]). Следует отметить, что основные проявления ГФ в поляризационной оптике были подробно рассмотрены в 30-е–50-е годы прошлого века С.М. Рытовым [8, 9], В.В. Владимирским [10] и С. Панчаратнамом [11, 12], а в классической механике еще раньше — 150 лет назад У.Р. Гамильтоном [13] и 50 лет назад А.Ю. Ишлинским [14, 15] (см. обзор [7]).

Г.Б. Малыкин. Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, ГСП-120, ул. Ульянова 46,
Российская Федерация
Тел. (8312) 16-48-70

E-mail: malykin@mail.nnov.ru; malykin@ufr.appl.sci-annov.ru

В.И. Позднякова. Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Российская Федерация
Тел. (8312) 67-57-32

E-mail: vera@ipm.sci-annov.ru

Статья поступила 30 июля 2003 г.,
после доработки 13 октября 2003 г.

Данная работа посвящена рассмотрению различных проявлений ГФ в одномодовых волоконных световодах (ОВС) и в волоконных кольцевых интерферометрах (ВКИ). ВКИ в основном применяются в качестве волоконного оптического гироскопа (ВОГ) — датчика угловой скорости вращения [16]. Принцип действия ВОГ основан на эффекте Саньяка [17–21], который приводит к возникновению разности фаз встречных волн в ВКИ. Кроме того, ВКИ находят и ряд других применений — как фундаментальных, так и чисто прикладных, которые подробно рассмотрены в обзоре [16].

Имеется несколько причин, по которым мы решили рассмотреть ГФ в ВКИ. Во-первых, ГФ в интерферометрах Майкельсона и Маха–Цендера достаточно подробно рассмотрена, имеется большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных данному вопросу (см. обзор [2]). Во-вторых, в ВКИ встречные волны проходят равные оптические пути, и разность их фаз может быть обусловлена исключительно взаимными эффектами (например, эффектами Саньяка, Физо, Фарадея и др.), а следовательно, можно исключить из рассмотрения разность фаз, связанную с неравенством длин плеч интерферометра, которая не имеет отношения к вопросу о ГФ. В-третьих, в ВКИ, в отличие от волоконных интерферометров других типов, имеет место весьма интересное топологическое (геометрическое) явление — так называемая поляризационная взаимность (ПН) [16, 22, 23], которая приводит к возникновению не связанной с вращением взаимной разности фаз встречных волн (НРФВВ) — так называемому сдвигу нуля ВКИ. Если в ВКИ используется немонохроматический источник излучения, то интерференцию встречных волн, прошедших по медленной и быстрой осям двулучепреломления ОВС, можно рассматривать по отдельности, и для каждой из независимых интерференционных картин ввести понятие взаимной геометрической фазы встречных волн (НГФВВ) [24], которую можно определить на сфере Пуанкаре (СП). Основное отличие НРФВВ и НГФВВ от фазы Рытова–Владимирского (ФРВ) и фазы Панчаратнама (ФП) заключается в том, что она является взаимной несмотря на то, что возникает во взаимной среде. Таким образом, в ВКИ одновременно могут иметь место три различных типа ГФ.

Ранее ФП и ФРВ рассматривались для так называемых спиральных фотонов [2], которые имеют круговую поляризацию [25]. Однако в ОВС может иметь место произвольное СПИ. Ниже будет показано, что расширение понятия ФП и ФРВ для произвольного СПИ возможно только в случае, когда обе ортогональные поляризационные моды в ОВС возбуждены с равным весом. В частности, будет показано, что в общем случае величина ФП не всегда совпадает с реальным изменением фазы световых колебаний не только в оптически активной среде, что было известно ранее [2], но и в среде с линейным двулучепреломлением. Ниже будет указан простой и наглядный физический смысл эффекта Рытова, а также показано, что термин ФП включает в себя две различных ГФ, физический смысл которых существенно различается.

Физический смысл ПН и ряд ее характерных особенностей был рассмотрен в работах [22, 23] (см. также раздел 5.3 обзора [16]), однако их результаты нуждаются в некотором уточнении, которое касается ВКИ с несо-

вершенным (неидеальным) поляризатором и будет проведено в разделе 6.

Будут также рассмотрены эксперименты [26–28] по наблюдению ГФ в ВКИ. Их обсуждение проводилось в работах [16, 29], однако этот вопрос требует дополнительного анализа, который будет дан в разделе 7.

2. Обзор литературы.

Возникновение понятий геометрических фаз в поляризационной оптике и волоконной кольцевой интерферометрии

Рассмотрим вначале эффект Рытова. Как показано в работах С.М. Рытова [8, 9], при распространении линейно поляризованного светового луча по неплоской траектории плоскость поляризации луча вращается относительно сопровождающего луч естественного трехгранника Френе, который образован тремя ортами: касательной, нормалью и бинормалью. Это и есть эффект Рытова. Вскоре В.В. Владимирский показал, что величина угла поворота плоскости поляризации света относительно исходного угла, который отсчитывается от нормали, численно равна площади фигуры на поверхности сферы единичного радиуса, которая ограничена замкнутой кривой, описанной на сфере касательной в процессе пространственной эволюции трехгранника Френе вдоль траектории луча [10]. Ни С.М. Рытов, ни В.В. Владимирский ничего не писали о фазе, соответствующей эффекту Рытова. Насколько нам известно, в работе [30] впервые было отмечено, что повороту плоскости поляризации, который связан с распространением луча по неплоской траектории, соответствует некоторый набег фазы. В обзоре [2] фазу, которую приобретает циркулярный фотон (или луч с круговым СПИ) в световоде с неплоской намоткой, было предложено именовать фазой Рытова–Владимирского (ФРВ). ФРВ является формальным следствием того, что из-за неплоской намотки световод приобретает циркулярное двулучепреломление.

Работы С.М. Рытова [8, 9] были опубликованы в 1938–1940 гг., а работа В.В. Владимирского [10] — в 1941 г. По причине того, что журнал *ДАН СССР* в то время не переводился на английский язык, эти работы были известны в основном в нашей стране (см., например, [31, 32]). Отметим, что эффект Рытова неоднократно "переоткрывался" (см., например, [30, 33–40]), в том числе и самим М. Берри [39].

В 1956 г. С. Панчаратнам (г. Бангалор, Индия) фактически рассмотрел не одну, а две различные ГФ [11, 12]. В дальнейшем под фазой Панчаратнама (ФП) разные авторы понимали различные ГФ, что в ряде случаев создавало дополнительные недоразумения. Одновременное описание обеих ГФ Панчаратнама мы нашли только в обзоре [2], но и там они именуются одинаково. Вначале С. Панчаратнам рассмотрел разность фаз между двумя полностью поляризованными лучами, имеющими различные СПИ, у которых отсутствует оптическая (обычная) разность фаз [11], и показал, что ее можно определить на сфере Пуанкаре (СП) [41, 42]. Кроме того, С. Панчаратнам показал [11], что в случае, когда СПИ одного из лучей меняется циклически (т.е. возвращается к исходному состоянию), его фаза (за вычетом оптической фазы, соответствующей данной эволюции) не будет равна начальной.

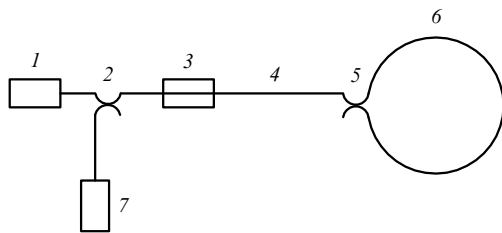


Рис. 1. Схема ВКИ: 1 — суперлюминесцентный диод; 2, 5 — светоделители; 3 — поляризатор; 4 — отрезок ОВС между поляризатором и вторым светоделителем; 6 — контур ВКИ; 7 — фотодиод.

В дальнейшем для определенности фазу Панчаратнама, связанную с различием СПИ двух интерферирующих лучей, будем именовать ФП1, а фазу, связанную с циклической эволюцией СПИ одного луча, — ФП2. В литературе в основном обсуждается ФП2. Работы [11, 12], опубликованные в трудах индийской АН, в свое время практически не были замечены.

Широкую известность работы С.М. Рытова [8, 9], В.В. Владимирского [10] и С. Панчаратнама [11, 12] получили в конце 80-х — начале 90-х годов прошлого века, когда возник инициированный работой М. Берри [1] повышенный интерес к геометрическим фазам. Так, работы [8, 10] были включены в сборник [43], а работа [11] — в сборник [44]. Следует отметить, что немалый вклад в популяризацию работ С. Панчаратнама, С.М. Рытова и В.В. Владимирского внес и М. Берри. В работе [45] он сообщил о работах С. Панчаратнама [11], а в [46] — о работах С.М. Рытова [8] и В.В. Владимирского [10].

История открытия невязанной разности фаз встречных волн (НРФВВ) и невязанной геометрической фазы встречных волн (НГФВВ) тесно связана с исследованием ВКИ и обнаружением и дальнейшим изучением явления поляризационной невязанности (ПН). Практически сразу после создания ВКИ в 1976 г. [47] было обнаружено, что имеет место довольно значительный не связанный с вращением сдвига фазы интерференционной картины от двух встречных волн на выходе ВКИ — сдвиг нуля ВКИ [48]. Причина этого явления заключалась в ПН контура ВКИ и в то время еще не была известна не только специалистам по волоконной гироскопии, но даже исследователям, работавшим в области поляризационной оптики. Объяснения этого явления были предложены независимо и практически одновременно В.Н. Логозинским [49] (Москва), Р. Ульрихом и М. Джонсоном (Штутгарт, ФРГ) [50] и Г. Шиффнером с соавторами (Мюнхен, ФРГ и Вена, Австрия) [51]. В этих работах было показано, что ПН связана с различием условий возбуждения встречных волн на входе ВКИ и приводит к возникновению НРФВВ на выходе ВКИ. По-видимому, раньше всех это понял Г. Шиффнер, подавший в январе 1978 г. заявку на патент ФРГ [52], в которой предлагалось устранять ПН ВКИ с помощью установки двух идентичных линейных поляризаторов с одинаковой ориентацией осей пропускания на каждом из входов контура ВКИ. Шиффнер явно не торопился с публикацией своих результатов в открытой печати. В середине января 1979 г. он направил сразу две аналогичные [52] и близкие между собой заявки на патенты США [53, 54] и только в конце января — статью в журнал *Applied Optics* [51], которая была опубликована в июле того же года. Однако на два месяца раньше, в мае 1979 г., сообщение

о ПН и методе ее устранения было доложено на защите дипломной работы студента МФТИ В.Н. Логозинского [49], которая была выполнена под руководством известного специалиста по лазерной гироскопии С.А. Гордона (см. также [55]). Тогда же была опубликована и работа Р. Ульриха и М. Джонсона [50].

Следует отметить, что предложенная Г. Шиффнером схема устранения ПН в ВКИ [51–54] оказалась не очень удачной, поскольку требовала использования в ВКИ двух дорогостоящих поляризаторов, а главное — их тщательной взаимной юстировки¹. В 1980 г. Р. Ульрих предложил так называемую минимальную схему ВКИ [56] (рис. 1), которая выгодно отличается от предыдущих схем [49–55] тем, что включает только один поляризатор, расположенный в схеме ВКИ между двумя светоделителями. Эта схема ВКИ получила наиболее широкое распространение.

В дальнейшем явлению ПН в ВКИ было посвящено большое число работ (см., например, [57–95]), однако ни в одной из них не объяснялся физический смысл явления ПН, а обусловленная ПН НРФВВ не рассматривалась как проявление ГФ. В 1996 г. одним из авторов, Г.Б. Малыкиным, было показано [24], что НРФВВ можно свести к ГФ (НГФВВ), поскольку она, будучи рассчитана в отдельности для встречных волн, прошедших по медленной и быстрой осям ОВС контура ВКИ, численно равна половине площади сферического треугольника на СП, который образован точками, соответствующими СПИ на входе и на обоих выходах контура. Предложенный в [24] метод СП оказался удобным для ряда частных случаев ПН. В общем случае метод СП [24] позволяет весьма наглядно иллюстрировать явление ПН в ВКИ и способствует его простому пониманию.

Рассмотрение явления ПН было проведено в работах [22, 23] (см. также раздел 5.3 обзора [16]). В частности, в этих работах было показано, что явление ПН имеет место даже в ВКИ с контуром из ОВС, в котором распространяется только одна поляризационная мода², а также, что возникновение ПН связано с тем, что контур ВКИ не эквивалентен прямому или изогнутому отрезку ОВС, а представляет собой своеобразную петлю из ОВС, концы которого расположены параллельно друг другу (см. рис. 1). Последнее приводит к тому, что для выполнения условий взаимности требования к структуре матриц Джонса [41], описывающих отрезок ОВС и контур ВКИ, различны: недиагональные элементы матрицы Джонса отрезка ОВС должны быть равны по абсолютной величине и иметь противоположные знаки, а для контура ВКИ недиагональные элементы матрицы Джонса должны быть равны. Однако работы [22, 23] содержали утверждение о том, что "...эффекты поляризационной невязанности в некотором смысле являются "виртуальными" или "скрытными", поскольку для их обнаружения необходимо присутствие дополнительной

¹ В [49] была предложена аналогичная схема, в [50] предлагалось устанавливать один поляризатор после источника излучения, а другой — перед фотоприемником.

² Ранее часто высказывалось ошибочное утверждение о том, что ПН ВКИ обусловлена исключительно двухканальностью, т.е. наличием двух ортогональных поляризационных мод, интерферирующих между собой.

разности фаз³ [16]. Это утверждение верно только для ВКИ без поляризатора или с идеальным поляризатором.

Ниже мы подробно рассмотрим основные соотношения для ГФ в ОВС и ВКИ и их физический смысл.

3. Фазы Панчаратнама

3.1. Метод сферы Пуанкаре

Поскольку фазы Панчаратнама определяются на сфере Пуанкаре (СП), то вначале вкратце изложим способ описания поляризации света на СП [41, 42] (рис. 2). Как известно, между точками на поверхности СП и всевозможными СПИ имеет место взаимно однозначное соответствие. Так, точки, расположенные на "экваторе", соответствуют линейной поляризации с различными азимутами, "северный полюс" N соответствует правоциркулярной поляризации, а "южный полюс" S — левоциркулярной. Точки, лежащие на одном "меридиане", соответствуют СПИ с равными азимутами большой оси эллипса и различными эллиптичностью (чем ближе к "полюсу", тем больше эллиптичность). Точки, лежащие на одной "широте", соответствуют СПИ с равной эллиптичностью и различными азимутами большой оси эллипса. Взаимно ортогональным СПИ (в общем случае эллиптическим с противоположными направлениями обхода и ортогонально ориентированными большими осями эллипса) соответствуют диаметрально противоположные точки на СП. Напомним, что углы в реальном пространстве на СП удваиваются.

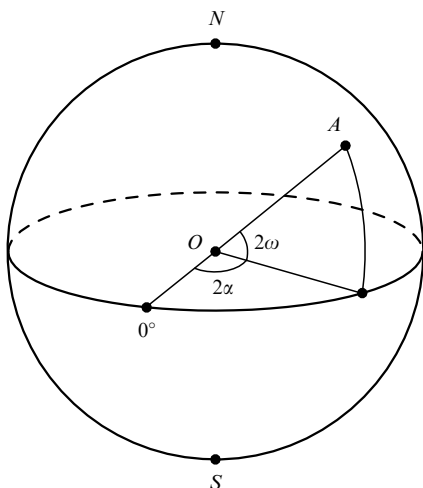


Рис. 2. Сфера Пуанкаре: 2α — широта точки A ; 2ω — долгота точки A ; точка N — "северный полюс"; точка S — "южный полюс".

3.2. Фаза Панчаратнама первого рода

Вначале С. Панчаратнам рассмотрел [11] разность фаз между двумя лучами с интенсивностями I_1 и I_2 , которые имеют различные СПИ, но у которых отсутствует обычная разность фаз. Состояниям поляризации этих лучей соответствуют точки A и B на СП (рис. 3). Состоянию поляризации суммы (интерференции) двух

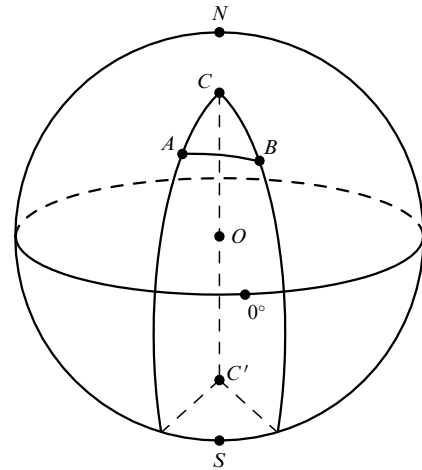


Рис. 3. Представление фазы Панчаратнама первого рода (ФП1) на сфере Пуанкаре. Точкам A и B соответствуют поляризации двух лучей, точке C — поляризация их суммы, точка C' изображает поляризацию, ортогональную к представленной точкой C .

лучей соответствует точка C , при этом интенсивность суммы лучей описывается следующим выражением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{c}{2} \cos \delta, \quad (1)$$

где угол c равен дуге AB на СП (дуга на сфере всегда является частью окружности большого диаметра); величина $\cos(c/2)$ определяет видимость интерференционной картины⁴; δ — эффективная разность фаз между двумя лучами, обусловленная различием их поляризаций, т.е. фаза Панчаратнама первого рода (ФП1),

$$\delta = \pi - \frac{1}{2} \Theta_{ABC'},$$

где $\Theta_{ABC'}$ — телесный угол с вершиной в центре СП (точка O), который опирается на сферический треугольник ABC' ; C' — точка на СП, диаметрально противоположная точке C . Поскольку δ измеряется в радианах, а $\Theta_{ABC'}$ — в стерadiansах, то речь идет о численном равенстве. Если радиус СП равен единице, имеет место численное равенство угла $\Theta_{ABC'}$ и площади треугольника $S_{ABC'}$. Отметим, что величину δ можно рассчитать методом матриц Джонса [41].

В работе [11] С. Панчаратнам рассмотрел интерференцию полностью когерентных лучей, а в [12] — частично когерентных.

3.3. Фаза Панчаратнама второго рода

Вопрос о фазе Панчаратнама второго рода (ФП2) гораздо сложнее. Ее можно определить однозначно только для циклической эволюции СПИ, но даже и в этом случае она не всегда соответствует реальному изменению фазы световых колебаний. Сам С. Панчаратнам не рассматривал конкретно, каким образом происходит циклическая эволюция СПИ, т.е. через какие анизотропные оптические элементы проходит при этом световой луч. Несмотря на то, что данному вопросу посвящено большое число теоретических и эксперимен-

³ Имеется в виду разность фаз, обусловленная "истинными" невязанными эффектами (Фарадея, Физо, Саньяка) или рассогласованием волновых фронтов встречных волн и др.

⁴ Для случая ортогональных поляризаций лучей точки A и B на СП расположены диаметрально противоположно, $c = \pi$, следовательно, $\cos(c/2) = 0$, и, следовательно, видимость также равна нулю.

тальных работ (соответствующие ссылки приводятся в библиографии обзора [2]), в общем случае не установлено, при каких условиях имеет место соответствие ФП2 и реального изменения фазы световых колебаний. Единственное рассмотрение этого вопроса приводится в [2], но только для частного случая среды с оптической активностью. Ниже мы рассмотрим этот вопрос для общего случая.

Как было отмечено выше, ранее ФП2 рассматривалась для так называемых спиральных (циркулярных) фотонов [2], которые соответствуют полю с определенным значением оператора спина (так называемым "чистым" состоянием), поскольку фотон — частица с нулевой массой покоя — может иметь только два значения проекции момента импульса (спина) на направление его скорости ± 1 [25]. Но для вычисления ГФ в поляризационной оптике требуется проводить расчеты для произвольного СПИ.

Чтобы лучше понять физический смысл ФП2 и способы ее математического описания, рассмотрим три простых примера, когда СПИ произвольного типа совершает циклическую эволюцию при прохождении различных поляризаторов, циркулярных и линейных фазовых пластинок, и вычислим для этих случаев величину ФП2 методом СП и стандартным методом матриц Джонса [41]. Для простоты мы будем рассматривать дискретные оптические элементы, полагая, в частности, что поляризаторы имеют настолько малую по сравнению с длиной волны света оптическую толщину, что набегом фазы в них можно пренебречь. Среду между оптическими элементами полагаем поляризационно изотропной, а набег фазы в ней не учитываем, поскольку его всегда можно вычесть.

Пример 1. Пусть луч монохроматического света, имеющий линейную поляризацию с горизонтальным азимутом, проходит последовательно правоциркулярный поляризатор, затем линейный поляризатор, ось пропускания которого ориентирована под углом α к горизонтали, и затем линейный поляризатор с горизонтально ориентированной осью пропускания, после чего СПИ возвращается к исходному (рис. 4). Здесь все поляризаторы полагаем идеальными в том смысле, что они полностью пропускают поляризацию, соответствующую разрешенному направлению, полностью поглощают ортогональную поляризацию и, кроме того, не вносят дополнительных фазовых набегов. Положим также, что $\alpha \neq \pi/2 \pm K\pi$, где K — целое число (в противном случае на выходе третьего поляризатора интенсивность будет равна нулю). Таким образом, на рис. 4 начальному СПИ соответствует точка A с долготой, равной нулю, лежащая на "экваторе". После прохождения правоциркулярного поляризатора свет имеет правоциркулярную поляризацию, чему соответствует точка N , затем после прохождения первого линейного поляризатора свет имеет линейную поляризацию с азимутом α , чему соответствует точка B на "экваторе" СП с долготой 2α , и, наконец, после второго поляризатора свет вновь приобретает линейную горизонтальную поляризацию, чему соответствует точка A . Величина телесного угла на СП, который опирается на сферический треугольник ANB , равна 2α . Таким образом, величина ФП2 составляет α — половину от телесного угла 2α .

Получим теперь этот же результат методом матриц Джонса [41]. Выражение для связи векторов Джонса на

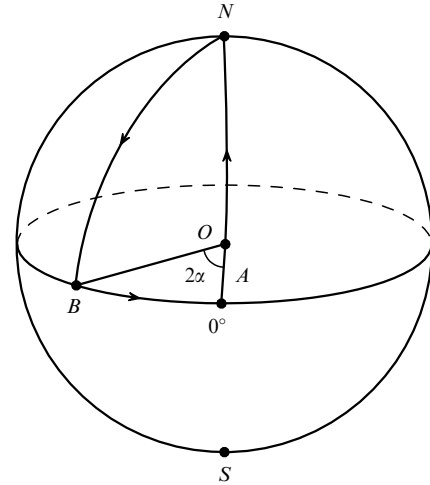


Рис. 4. Представление фазы Панчаратнама второго рода (ФП2) на сфере Пуанкаре. Линейно поляризованный свет проходит последовательно три поляризатора — круговой и два линейных. Точка A соответствует начальному и конечному СПИ, точки N и B — промежуточным СПИ. Стрелками указано направление изменения СПИ.

входе \mathbf{E}_0 и выходе \mathbf{E} системы из трех рассмотренных поляризаторов имеет вид

$$\mathbf{E} = P_3 \cdot P_2 \cdot P_1 \cdot \mathbf{E}_0, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

— вектор Джонса линейно поляризованного света с горизонтально ориентированным азимутом,

$$P_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix},$$

$$P_2 = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix},$$

$$P_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

— соответственно матрицы Джонса правоциркулярного поляризатора, линейного поляризатора с осью пропускания, ориентированной под углом α к горизонтали, и линейного поляризатора с горизонтальной осью пропускания. После несложных расчетов получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha + i \sin \alpha \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{\cos \alpha}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha + i \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\cos \alpha}{2} \begin{pmatrix} \exp(i\alpha) \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, мы снова установили, что набег фазы вследствие эволюции СПИ составляет α , и, следовательно, величина ФП2, рассчитанная методом СП, и набег фазы света, рассчитанный методом матриц Джонса, равны между собой.

Пример 2. Пусть луч монохроматического света, имеющий в общем случае эллиптическую поляризацию с горизонтальным азимутом, проходит правоциркулярную фазовую пластинку (оптически активную среду), которая создает разность фаз δ в медленной и быстрой

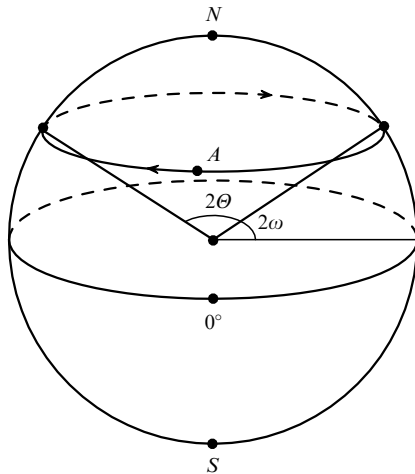


Рис. 5. Представление фазы Панчаратнама второго рода (ФП2) на сфере Пуанкаре. Эллиптически поляризованный свет проходит оптически активную среду — циркулярную фазовую пластинку со сдвигом фазы 2π . Точка A соответствует начальному и конечному СПИ. Угол 2ω характеризует эллиптичность поляризации света. Стрелками указано направление изменения СПИ.

осях, равную 2π , вследствие чего большая и малая оси эллипса поляризации на выходе пластинки поворачиваются на π и, как и в рассмотренном выше примере, СПИ возвращается к исходному состоянию (рис. 5). На рисунке 5 начальному (и конечному) СПИ соответствует точка A на СП, широта которой 2ω , а долгота $\alpha = 0$. Циклическому изменению СПИ в данном случае соответствует параллель на СП с "широтой" 2ω . Величина угла раствора конуса с вершиной в центре СП и основанием, совпадающим с параллелью с "широтой" 2ω , составляет 2θ , где $\theta = \pi/2 - 2\omega$, а телесный угол χ при вершине этого конуса равен [96]

$$\chi = 4\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\pi(1 - \sin 2\omega). \quad (4)$$

Таким образом, величина ФП2 для линейной поляризации луча ($2\omega = 0$) максимальна и составляет π (половину от телесного угла χ), для правоциркулярной поляризации луча ФП2 равна нулю, а для эллиптических поляризаций лежит в интервале $[0, \pi]$.

Применим теперь для вычисления набег фазы метод матриц Джонса. Выражение для связи векторов Джонса на входе \mathbf{E}_0 и выходе \mathbf{E} имеет вид

$$\mathbf{E} = C \cdot \mathbf{E}_0, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} \cos R \\ i \sin R \end{pmatrix},$$

$$C = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & \sin \frac{\delta}{2} \\ -\sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

— соответственно вектор Джонса эллиптически поляризованного света с горизонтальной большой осью эллипса ($R = 2\omega$) и матрица Джонса правоциркулярной фазовой пластинки с разностью фаз для правой и левой круговой поляризации $\delta = 2\pi$. Без потери общности можно положить $0 \leq R \leq \pi/4$, поскольку в против-

ном случае при переходе параметра R через значение $\pi/4$ скачком, на $\pi/2$ изменится положение большой оси эллипса поляризации. Отметим, что "широта" 2ω на СП связана с величиной R соотношением $2\omega = \arcsin(\sin 2R \sin \psi)$ [41], где ψ — разность фаз между ортогональными компонентами электрического поля. В рассматриваемом случае $\psi = \pi/2$ и, следовательно, $R = \omega$. Таким образом, параметр R характеризует эллиптичность поляризации: $\tan R = b/a$, где a и b — соответственно большая и малая оси эллипса [41].

После несложных расчетов получим, что

$$\mathbf{E} = - \begin{pmatrix} \cos R \\ i \sin R \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Знак минус перед вектором в (6) означает, что обе его компоненты независимо от эллиптичности начальной поляризации в процессе циклической эволюции приобрели фазовый сдвиг π . Это не согласуется с полученным выше методом СП результатом, который показывал, что величина ФП2 зависит от эллиптичности поляризации света. Выражения (5) и (6) совпадают только при $R = 0$, т.е. для линейной поляризации света. Таким образом, на частном примере оптически активной среды мы показали, что ФП2 в общем случае не может адекватно описывать набег фазы, приобретаемый в процессе циклической эволюции СПИ.

Пример 3. Пусть луч монохроматического света, имеющий линейную поляризацию с азимутом, ориентированным под углом α к горизонтали, проходит линейную фазовую пластинку, которая создает разность фаз в медленной и быстрой осях 2π , причем медленная ось ориентирована горизонтально (рис. 6). В этой фазовой пластинке возбуждаются обе ортогональные линейные поляризации, в общем случае с различным весом, и по мере прохождения луча СПИ последовательно примет различные формы⁵. Начальному (и конечному) СПИ на рис. 6 соответствует точка A на "экваторе" СП, долгота

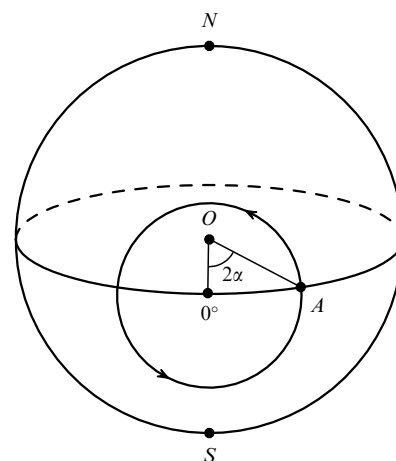


Рис. 6. Представление фазы Панчаратнама второго рода (ФП2) на сфере Пуанкаре. Линейно поляризованный свет проходит линейную фазовую пластинку со сдвигом фазы 2π . Точка A соответствует начальному и конечному СПИ. Угол 2α характеризует азимут линейной поляризации. Стрелками указано направление изменения СПИ.

⁵ Такое изменение СПИ именуется *поляризационными биениями*.

которой составляет 2α . Циклической эволюции СПИ в данном случае соответствует окружность на СП с центром в точке на "экваторе" СП с долготой $\alpha = 0$. Величина угла раствора конуса с вершиной в центре СП и основанием, совпадающим с этой окружностью, составляет $2\theta = 4\alpha$, а телесный угол при вершине этого конуса [96]

$$\chi = 4\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} = 4\pi \sin^2 \alpha. \quad (7)$$

Таким образом, если $\alpha = 0$, т.е. азимут линейной поляризации света на входе фазовой пластинки совпадает с ее медленной осью, то $\chi = 0$, и ФП2 также равна нулю. Если $\alpha = \pi/4$, т.е. обе линейные поляризации в медленной и быстрой осях возбуждены с равным весом, то $\chi = 2\pi$, а ФП2 составляет половину от телесного угла χ и равна π , а если $\alpha = \pi/2$, т.е. азимут линейной поляризации света на входе пластинки совпадает с ее быстрой осью, то $\chi = 4\pi$, а ФП2 соответственно равна 2π .

Применим теперь для нахождения набег фазы метод матриц Джонса. Выражение для связи векторов Джонса на входе \mathbf{E}_0 и выходе \mathbf{E} фазовой пластинки имеет вид

$$\mathbf{E} = L \cdot \mathbf{E}_0, \quad (8)$$

где

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix},$$

$$L = \begin{pmatrix} \exp\left(\frac{i\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{i\delta}{2}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

— соответственно вектор Джонса линейно поляризованного света с азимутом, ориентированным под углом α к горизонтали, и матрица Джонса линейной фазовой пластинки с разностью фаз в медленной и быстрой осях (для горизонтальной и вертикальной линейной поляризации) $\delta = 2\pi$. Тогда

$$\mathbf{E} = - \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Знак минус перед вектором в (9) так же, как и в предыдущем случае, означает, что обе его компоненты приобрели фазовый сдвиг на π . Видно, что для случая линейной фазовой пластинки ФП2 совпадает с фазой, вычисленной методом матриц Джонса, только если $\alpha = \pi/4$.

На основании проведенного выше рассмотрения циклической эволюции СПИ в циркулярных и линейных фазовых пластинках можно сделать вывод о том, что ФП2 может не соответствовать реальной фазе, рассчитанной методом матриц Джонса, если ортогональные поляризации возбуждены с различными весами. Если же СПИ таково, что в фазовой пластинке возбуждается только одна из ортогональных поляризаций (такое СПИ именуется собственным для данной фазовой пластинки), то возникает динамическая фаза (ДФ). Изменению ДФ не соответствует изменение СПИ: при распространении в анизотропной среде собственной поляризации СПИ не меняется, и отображающая его точка на СП остается неподвижной, между тем как ДФ меняется на величину $\pm \pi \Delta n z / \lambda$ (где Δn — разность показателей преломления для медленной и быстрой осей фазовой

пластинки, λ — длина волны света в вакууме) вследствие отличия коэффициента преломления для данной оси (который составляет для медленной и быстрой оси соответственно $n \pm \Delta n$) от его среднего значения n . Разумеется, указанные ограничения на ФП2 имеют место и для широкого класса эллиптических фазовых пластинок.

Если обе собственные поляризации возбуждены с различными весами, разделить ФП2 и ДФ в общем случае невозможно [2]. Попытка представить реальный набег фазы в виде суммы ФП2 и ДФ предпринималась в [97], однако ее нельзя признать удовлетворительной: для случая циклической эволюции СПИ ДФ, согласно определению [97], тождественно равна нулю.

Таким образом, ФП2 для циклической эволюции поляризации в общем случае равна реальному изменению фазы (ее измерение проводится методом интерференции исследуемого луча с опорным, фаза и СПИ которого известны) только для случая, когда свет проходит различные комбинации из поляризаторов произвольного типа. Для фазовых пластинок ситуация сложнее: на ряде частных примеров нам удалось продемонстрировать, что ФП2 не равна реальному изменению фазы, если обе ортогональные поляризации возбуждены с различными весами.

Рассмотрим теперь важный для волоконной кольцевой интерферометрии вопрос о взаимности фаз Панчаратнама. Разумеется, ФП1 в принципе не может быть взаимной или невзаимной — это всего лишь дополнительная разность фаз между двумя лучами, связанная с различием их поляризаций. Что касается ФП2, то ее взаимность зависит от того, с каким типом двулучепреломления оптической среды связана циклическая эволюция СПИ. Если это обычное циркулярное или линейное двулучепреломление, то ФП2 взаимна. Если же циркулярное двулучепреломление обусловлено эффектом Фарадея, а линейное двулучепреломление — электромагнитным оптическим невзаимным двулучепреломлением, возникающим в скрещенных электрическом и магнитном полях [98–100], то и ФП2 также невзаимна, поскольку невзаимная добавка $\pm \Delta n$ к коэффициенту преломления n имеет различные знаки для встречных волн. Если же набег фазы вычисляется методом матриц Джонса, то подобный вопрос не возникает, поскольку знак фазы для волн, распространяющихся во встречных направлениях, учитывается автоматически.

Основной вывод данного раздела заключается в том, что как вычисление разности фаз двух интерферирующих лучей с различными поляризациями, так и вычисление дополнительной разности фаз, возникающей в процессе эволюции СПИ, в самом общем случае целесообразно проводить методом матриц Джонса или эквивалентным ему методом разложения поля по геометрическим (нормальным) волнам [101–103]. Отметим, что нормальные волны являются плоскими, а поляризационные моды в ОВС имеют близкое к гауссову поперечное распределение интенсивности. Однако, поскольку в большинстве случаев (в частности, при вычислении СПИ и его фазы в ОВС методом матриц Джонса) поперечное распределение интенсивности света не учитывается, применительно к ОВС нормальные волны фактически есть не что иное, как взаимно ортогональные поляризационные моды, которые в общем случае являются эллиптическими.

Прежде чем приступить к рассмотрению эффекта Рытова и фазы Рытова–Владимирского в ВКИ, следует рассмотреть, как влияют изгибы и кручение ОВС, сопровождающие намотку световода на катушку контура ВКИ, на изменение его двулучепреломления.

4. Двулучепреломление ОВС, связанное с его механическими деформациями

4.1. Кинематическая фаза в ОВС

Рассмотрим вначале набег фазы в изотропном световоде. Как было отмечено выше, в поляризационно изотропном световоде всегда имеет место фазовый набег $\varphi = 2\pi Ln/\lambda$ (КФ), который пропорционален оптической длине световода Ln , где L — длина световода, n — эффективный коэффициент преломления ОВС, λ — длина волны света в вакууме. КФ не зависит от типа намотки световода при условии, что связанные с намоткой деформации не влияют на величину n . Поскольку встречные волны в контуре ВКИ проходят один и тот же оптический путь, то даже в том случае, когда связанные с намоткой деформации влияют на величину n , КФ встречных волн равны. Следовательно, КФ никоим образом не влияет на результат интерференции встречных волн.

4.2. Наведенное изгибом линейное двулучепреломление ОВС

Выше мы рассмотрели так называемый изотропный ОВС, для которого имеет место вырождение ортогональных поляризационных мод. Однако в реальном ОВС всегда имеет место та или иная поляризационная анизотропия, и эффективные коэффициенты преломления для ортогональных поляризационных мод несколько отличаются: от 10^{-3} для ОВС с сильным линейным двулучепреломлением до 10^{-9} – 10^{-8} для так называемых связанных ОВС, в которых линейное двулучепреломление в значительной мере подавлено. Неплоская намотка световода обязательно предполагает некоторый его изгиб, который приводит к возникновению дополнительного линейного двулучепреломления β (рад m^{-1}) [104–106]:

$$\beta = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \left(\frac{d}{D}\right)^2, \quad (10)$$

где d — диаметр световода, D — диаметр намотки, а $\rho = 0,133$ для кварцевых ОВС. Двулучепреломление β следующим образом связано с разностью показателей преломления для медленной и быстрой поляризационных мод ОВС Δn и длиной волны света λ : $\beta = 2\pi \Delta n/\lambda$. С точки зрения математического описания в приближении плоских волн рассматриваемый ОВС ничем не отличается от линейной фазовой пластинки. Обусловленное изгибом линейное двулучепреломление возмущает собственное (невозмущенное) линейное двулучепреломление ОВС (если таковое имеется), и происходит их векторное сложение.

4.3. Наведенное кручением циркулярное двулучепреломление ОВС.

Винтовые поляризационные моды Гинзбурга

При намотке ОВС в принципе могут возникнуть кручения световода, которые вызовут торсионные деформации

и приведут к появлению наведенного циркулярного двулучепреломления β_c , величина которого определяется выражением [104, 106–108]

$$\beta_c = 2(1 - g)t,$$

где g — коэффициент фотоупругости, который для кварцевых ОВС составляет 0,065–0,080 [104, 106–108], t — погонное кручение волокна (рад m^{-1}). В случае, если ОВС имеет собственное (невозмущенное) линейное двулучепреломление, собственные поляризационные моды скрученного ОВС становятся эллиптическими [103, 109]. Однако описание скрученного ОВС в лабораторной системе отсчета весьма неудобно: даже при равномерном кручении эллиптичность и азимут большой оси эллипса собственных поляризационных мод такого ОВС, рассматриваемые как интегральные характеристики всего отрезка ОВС, являются периодическими функциями длины световода.

Данную проблему в 1944 г. решил В.Л. Гинзбург [101] (см. также [102]): он ввел понятие винтовых поляризационных мод, т.е. мод в сопровождающей кручение системе отсчета. В этом случае эллиптичность поляризационных мод не зависит от длины световода, эллиптическое двулучепреломление составляет $\beta_c = (\beta^2 + \beta_c^2)^{1/2}$, а азимут большой оси эллипса поворачивается вместе с винтовой системой отсчета. При расчетах на выходе отрезка ОВС следует учесть поворот системы отсчета. В.Л. Гинзбург также сформулировал условие применимости геометрической оптики для случая, когда кручение постоянно, а линейное взаимодействие нормальных волн отсутствует [101, 102]:

$$2t \ll \beta. \quad (11)$$

При выполнении этого условия собственные состояния поляризации среды с невозмущенным линейным двулучепреломлением и торсионным кручением являются слабоэллиптическими, т.е. близки к линейным, и их можно рассматривать как винтовые поляризационные моды [101, 102]. Условие (11) можно записать несколько иначе: $\beta_c \ll \beta$, т.е. наведенное кручением циркулярное двулучепреломление должно быть много меньше линейного двулучепреломления среды. При отсутствии исходного линейного двулучепреломления кручение вообще не приводит к возникновению циркулярного двулучепреломления среды [101, 102].

В.Л. Гинзбург также показал, что существует еще одно условие применимости геометрической оптики $2t\lambda \ll \beta_c\lambda \ll 1$, которое, однако, всегда выполняется для реальных оптических сред [101, 102]. Это условие означает, что разность фаз, обусловленная наведенным кручением циркулярным двулучепреломлением, которая набегает на оптическом пути, равном длине волны света, много меньше радиана. Физический смысл последнего условия — отсутствие обратного отражения световой волны на скрученной среде с невозмущенным линейным двулучепреломлением. В кварцевых ОВС данное условие выполняется с очень большим запасом (не менее трех порядков), поскольку разрушение световода под воздействием торсионных напряжений наступает при кручениях порядка 150–200 об m^{-1} [109].

⁶ В [101] рассматривалась линейная фазовая пластинка при наличии торсионных напряжений.

В работе [103] было сформулировано условие адиабатичности для случая переменного кручения: эллиптичность нормальных волн должна слабо меняться на длине поляризационных биений в ОВС $L_b = \lambda/\Delta n$. Если это условие выполнено, то при распространении нормальных волн можно в первом приближении не учитывать линейное взаимодействие. Заметим, что обмен энергией между двумя нормальными волнами можно количественно характеризовать так называемым параметром сохранения поляризации — h -параметром [110–114]. Ранее h -параметр применялся для описания связи линейных поляризационных мод в ОВС, однако недавно удалось обобщить понятие h -параметра для поляризационных мод с произвольной эллиптичностью [109, 115]. Очевидно, что даже если указанное условие выполняется, то при наличии большого числа неоднородностей на достаточно большой длине оптической среды (и, в частности, ОВС) линейным взаимодействием нормальных волн (поляризационных мод) пренебрегать уже нельзя⁷.

Так же, как результаты работ С.М. Рытова [8, 9] и В.В. Владимирского [10], результаты работы В.Л. Гинзбурга [101] долгое время оставались невостребованными. Только в 1972 г. Е.В. Суворов [116] применил результаты [101] для описания распространения электромагнитных волн в плазме при наличии шира силовых линий магнитного поля. В 1983 г., когда уже возникла необходимость в описании линейного взаимодействия поляризационных мод в ОВС, результаты [101] были использованы в работе В.В. Железнякова, В.В. Кочаровского и Вл.В. Кочаровского [103]. Позднее метод В.Л. Гинзбурга был использован в работе [109] для описания случайной связи поляризационных мод в ОВС при наличии линейного двулучепреломления, а также регулярного и случайного кручения. В частности, в [109] было показано, что в последнем случае ОВС характеризуется не одним, как в [110–114], а тремя h -параметрами.

Поскольку результаты работы В.Л. Гинзбурга [101] дают возможность простого и наглядного описания эволюции СПИ в средах с линейным двулучепреломлением и кручением и имеют важное значение для поляризационной оптики, то справедливо назвать введенные в [101] винтовые поляризационные моды винтовыми поляризационными модами Гинзбурга (ВПМГ). Их использование в принципе эквивалентно обычному методу матриц Джонса в линейном базисе и в некоторых случаях может давать определенные преимущества. Для этого следует перейти в эллиптический базис, соответствующий взаимно ортогональным ВМПГ [117]. В этом базисе матрица Джонса отрезка ОВС с собственными ВМПГ будет иметь диагональный вид, что приводит к заметному упрощению расчетов.

Может возникнуть вопрос: почему результаты работ [8–10, 101] так долго не находили применения? Эти работы опередили средний уровень тогдашней поляризационной оптики, ориентированной в основном на потребности кристаллографии. Несмотря на то, что тогда уже были известны работы А. Пуанкаре [118] (СП, 1892 г.), Н. Винера [119] (матрица когерентности, 1930 г.) и Р.К. Джонса и Г. Гурвица мл. [120–122] (матрицы Джонса, теоремы эквивалентности в поляризационной

оптике, 1941 г.), как отмечено в обзоре [42], большинство авторов вплоть до начала 60-х годов прошлого века, т.е. до выхода монографии У. Шерклиффа [41], игнорировали результаты упомянутых работ и производили расчеты очень громоздкими устаревшими методами.

5. Эффект Рытова и фаза Рытова – Владимирского в ОВС и ВКИ при некомпланарной намотке

5.1. Эффект Рытова в ОВС контура ВКИ

Вернемся к рассмотрению волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ). Поскольку контур ВКИ состоит из большого числа витков уложенного на катушку ОВС, то конец каждого витка смещен относительно начала витка на расстояние не менее поперечного диаметра световода. В этом случае световод имеет некомпланарную (неплоскую) намотку, и в нем возникает эффект Рытова [8, 9] — поворот плоскости поляризации света. Эффект Рытова приводит не только к повороту плоскости поляризации луча, но и к соответствующему повороту поперечной структуры луча в случае, если таковая имеется. Так, в работе [123] экспериментально наблюдался поворот спекл-структуры света в многомодовом световоде, намотанном на катушку, численно равный пространственному углу, который описала касательная к световоду.

Обусловленный эффектом Рытова угол поворота плоскости поляризации света, который мы предлагаем именовать углом Рытова ($УР$), на одном витке ОВС на цилиндрической катушке составляет [2]

$$\gamma = 2\pi \left(1 - \frac{h}{\sqrt{(\pi D)^2 + h^2}} \right) = 2\pi(1 - \cos \theta), \quad (12)$$

где D — диаметр цилиндра, h — шаг намотки ОВС, θ — угол между осью световода и образующей цилиндра. Полный угол Рытова ($УР$) вычисляется по формуле

$$\alpha_{Ryt} = K\gamma, \quad (13)$$

где K — целое число, равное числу витков.

Рассмотрим два варианта намотки ОВС на каркас контура ВКИ.

1. Пусть укладка световода на цилиндрическую катушку осуществляется таким образом, что оси собственного линейного двулучепреломления сохраняют свою ориентацию от одного витка к другому, как это показано на рис. 7а. Отметим, что это условие выполняется автоматически при укладке так называемого ленточного ОВС [124–126], поперечное сечение которого имеет форму, близкую к прямоугольной, а оси двулучепреломления перпендикулярны сторонам прямоугольника. В этом случае в волокне возникнет торсионное кручение. Погонное кручение волокна t и угол поворота осей линейного двулучепреломления на одном витке волокна T определяются следующими выражениями [2]:

$$t = \frac{2\pi h}{(\pi D)^2 + h^2}, \quad (14)$$

$$T = \frac{2\pi h}{\sqrt{(\pi D)^2 + h^2}} = 2\pi - \gamma.$$

⁷ В данном случае нарушится условие $hL \ll 1$, где L — длина ОВС.

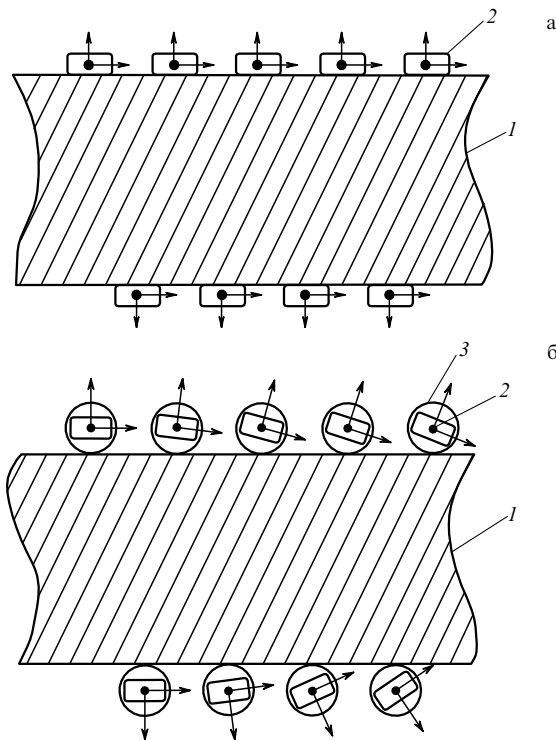


Рис. 7. Продольное сечение катушки с намотанным на нее ленточным ОВС: (а) световод намотан непосредственно на катушку; (б) световод уложен внутри намотанной на катушку тефлоновой трубочки: 1 — катушка; 2 — ленточный ОВС; 3 — тефлоновая трубочка. Стрелками обозначены направления осей линейного двулучепреломления ОВС.

Таким образом, хотя в данном случае оси линейного двулучепреломления ОВС сохраняют свою ориентацию от витка к витку, собственные поляризационные моды такого ОВС вследствие кручения становятся эллиптическими. Если бы собственные моды ОВС были эллиптическими, то при такой укладке изменилась бы величина их эллиптичности.

2. Для регистрации эффекта Рытова применяют другой тип укладки ОВС. Чтобы избежать торсионных деформаций световода при неплоской намотке, ОВС предварительно укладывается в тефлоновую трубочку, обладающую малым коэффициентом трения, а затем наматывается на цилиндрическую катушку [2, 26–28, 127–129]. При этом тефлоновая трубочка испытывает торсионные деформации, а волокно — нет, поскольку имеет возможность свободно раскручиваться в трубочке таким образом, чтобы торсионные напряжения отсутствовали. В этом случае реализуется некомпланарная структура витков ОВС, однако без кручения волокна.

Расположение осей линейного двулучепреломления в поперечном сечении ленточного ОВС, уложенного на катушку в тефлоновой трубочке, показано на рис. 7б, который делает совершенно прозрачным физический смысл эффекта Рытова в ОВС при отсутствии торсионных кручений: это поворот поперечного сечения и, следовательно, осей линейного двулучепреломления световода от одного витка к другому, обусловленный некомпланарной структурой витков, т.е. геометрическими свойствами намотки световода на катушку.

Таким образом, эффект Рытова — это поворот поперечного сечения и соответственно осей ОВС, но при отсутствии реального кручения как луча, так и световода.

Отметим здесь, что величина угла Рытова не зависит от наличия или отсутствия торсионных кручений волокна — это два совершенно независимых явления. Поскольку эффект Рытова вызывает поворот плоскости поляризации, его можно формально свести к появлению некоторой дополнительной оптической активности, т.е. эффективного циркулярного двулучепреломления, которое в лабораторной системе отсчета составляет

$$\beta_c = 2 t_{\text{eff}} = 2 \frac{\gamma}{\sqrt{(\pi D)^2 + h^2}}, \quad (15)$$

где t_{eff} — эффективное погонное кручение волокна, обусловленное геометрическими свойствами его намотки. В сопровождающей такое кручение винтовой системе координат [101, 103, 109] собственные поляризационные моды ОВС (ВПМГ) сохраняют эллиптичность, которая имела до намотки световода на цилиндр. В частности, если собственное (невозмущенное) двулучепреломление ОВС было линейным, то в винтовой системе координат ВПМГ будут оставаться линейно поляризованными. В этом нет ничего удивительного, поскольку эффект Рытова — это возникновение поворота поперечного сечения и соответственно осей двулучепреломления ОВС, но без кручения, т.е. без возникновения торсионных напряжений, поскольку обусловленная эффектом Рытова оптическая активность вызвана кинематическими свойствами параллельного переноса трехгранника Френе вдоль траектории луча, или, что то же самое, вдоль световода при его неплоской намотке.

5.2. Аналогия между эффектом Рытова в поляризационной оптике и эффектом Ишлинского в классической механике. Параллельный перенос вектора. Некоммутативность конечных вращений

Как отмечено выше, эффект Рытова есть проявление так называемого параллельного переноса, в данном случае трехгранника Френе вдоль световода при неплоской намотке последнего. Подобные явления имеют место в различных областях физики и приводят к возникновению различных топологических фаз с той лишь разницей, что в одних случаях параллельный перенос происходит в реальном пространстве (например, эффект Рытова), а в других — в пространстве параметров. Параллельный перенос вектора по неплоской поверхности тесно связан с так называемой некоммутативностью конечных вращений. Наглядная иллюстрация этого явления в механике приведена на рис. 8. Спичечный коробок — прямоугольный параллелепипед — последовательно подвергается трем поворотам на 90° вокруг трех различных сторон, при этом он ни разу не поворачивается вокруг одной из сторон, покрытой темным составом для зажигания спичек, которая находится справа от этикетки. Однако после трех поворотов коробок оказывается повернутым вокруг именно этой стороны на 90° . Если коробок будет совершать повороты в другой последовательности, то угол поворота в конечном положении относительно начального будет иметь другой знак⁸. Именно поэтому

⁸ Поворот спичечного коробка в 90-е годы прошлого века демонстрировал С.А. Харламов на своих лекциях по теоретической механике на мехмате МГУ [130] (см. также доклад Н.И. Кробки [131]). Аналогичная иллюстрация данного явления на примере поворота книги приводится в томе 1 "Беркелевского курса физики" [132] и в курсе теоретической механики В.Ф. Журавлева [133].

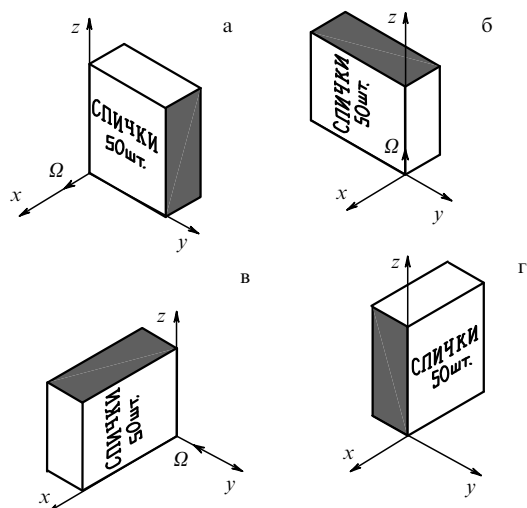


Рис. 8. Геометрическая фаза в классической механике — некоммутативность конечных вращений. Спичечный коробок совершает три последовательных поворота по 90° вокруг различных сторон, в результате чего оказывается повернутым на 90° относительно той стороны, вокруг которой он не вращался: (а–г) последовательность позиций коробка; Ω — ось вращения коробка для каждой позиции.

данное явление и получило название *некоммутативность конечных вращений*. Данный эффект, который обусловлен коническим движением твердого тела (в американской научной литературе для этого существует специальный термин *coning*), рассматривался еще У.Р. Гамильтоном [13] и позднее, более подробно, А.Ю. Ишлинским [14, 15] (см. также обзор [7]). Интересно отметить, что, как показано в наших работах [134, 135], этот классический эффект имеет свой релятивистский аналог — прецессию Томаса.

Рассмотрим теперь собственно параллельный перенос. Представим, что мы перемещаем спичечный коробок по сферической поверхности (например, по поверхности Земли), причем таким образом, что он всегда движется параллельно самому себе (рис. 9). Вначале коробок находится на экваторе, затем по меридиану поднимается на северный полюс, после чего спускается на экватор по другому меридиану, отстоящему от первого на 90° , и наконец по экватору возвращается в исходную точку. При этом, если отвлечься от поступательного движения, коробок совершает точно такие же эволюции, которые представлены на рис. 8, и его угол поворота (90°) численно равен телесному углу на сфере, который опирается на траекторию коробка.

Рассмотренный выше механический кинематический эффект как с точки зрения физического смысла, так и с точки зрения математического описания является полным аналогом эффекта Рытова. В начале 50-х годов прошлого века А.Ю. Ишлинским была доказана теорема, именуемая *теоремой о телесном угле* [14, 15], которая была позднее сформулирована В.Ф. Журавлевым следующим образом⁹ [133, 136]: "Если некоторая ось, выделенная в твердом теле, имеющем три степени свободы, описала в процессе движения тела замкнутую коническую поверхность, и при этом проекция угловой скорости тела на эту ось была равна нулю, то после

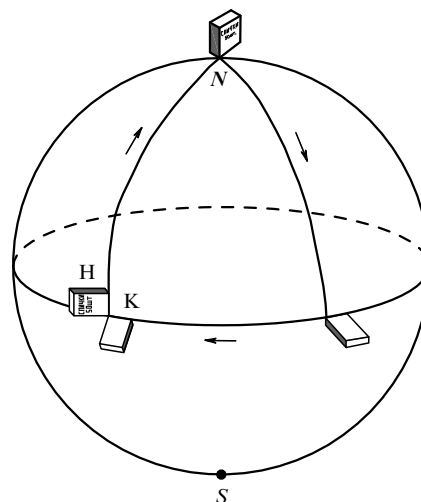


Рис. 9. Геометрическая фаза в классической механике — параллельный перенос. Спичечный коробок перемещается параллельно самому себе по замкнутой траектории по поверхности сферы, описывая квадрант, в результате чего, вернувшись в исходное положение, оказывается повернутым на 90° . Н, К — начальное и конечное положение коробка.

возвращения оси в исходное положение тело оказывается повернутым вокруг нее на угол, численно равный телесному углу описанного конуса". Поступательное движение тела при этом не влияет на угол поворота. А.Ю. Ишлинский по этому поводу привел следующий пример [14, 15]. Некоторая ось, на которую без трения насажен маховик, описывает телесный угол, при этом, если в начальный момент угловая скорость маховика (точнее, ее проекция на ось) равна нулю, то после завершения циклического поворота оси он оказывается повернутым на угол, численно равный телесному углу, описанному осью. Таким образом, поворот маховика связан с его инерционными свойствами: чтобы сохранить свою кинетическую энергию при параллельном переносе, он должен совершить поворот относительно лабораторной системы отсчета.

В связи с вышеизложенным приведем еще одну возможную трактовку физической природы эффекта Рытова. В монографии [32] указано, что "...уравнение Рытова отражает определенную инерционность векторов поля, которые локально не успевают следовать за траекторией луча. Эта инерционность связана с сохранением момента импульса поля". Эта трактовка совпадает с предложенной А.Ю. Ишлинским трактовкой свойств параллельного переноса тела в классической механике, который также связан с инерцией тела.

Однако если между эффектом Рытова и эффектом Ишлинского существует полная аналогия, то между углом поворота, приобретаемым твердым телом в процессе конического движения (так называемый угол Ишлинского), и ГФ в оптике в общем случае такой аналогии нет. Твердое тело существует в обычном пространстве, где всегда можно отделить перемещение тела, которое аналогично КФ в оптике, от угла поворота тела, который может быть связан как с обычным вращением тела (аналогичен ДФ) в оптике, так и с его коническим движением (аналогичен эффекту Рытова). Оптические же фазы КФ, ДФ, ФРВ, УР и ФП2 возникают в процессе распространения света в оптической среде,

⁹ По поводу теоремы о телесном угле см. также [137, 138].

которая в общем случае анизотропна. Повороты твердого тела, связанные с его коническим движением, можно рассматривать, абстрагируясь от его перемещения и вращения, изменения же КФ, ДФ, ФРВ, УР и ФП2 неотделимы от поступательного движения света в оптической среде и, в частности, в ОВС. Вследствие этого не всегда возможно отделить ФРВ и ФП2 от ДФ.

Эволюция СПИ и изменение ФП2 даже в прямолинейном отрезке ОВС при наличии линейного двулучепреломления и нерегулярного кручения описываются более сложными дифференциальными уравнениями, чем конический поворот твердого тела. Такой ОВС в смысле математического описания подобен довольно сложным (так называемым неголономным [139]) механическим системам, примером которых может служить рассмотренный А.Ю. Ишлинским [14, 15] гироскоп, состоящий из двух спаренных гироскопов. Как показано в работах [140–142], эволюция СПИ и изменение ФП2 в световодах также происходят при наличии неголономных связей¹⁰. Поиск полного механического аналога эволюции СПИ и набега ДФ и ФП2 в ОВС является довольно непростой задачей, однако недавно нам удалось найти механическую систему, которая описывается системой дифференциальных уравнений, сходной с системой, описывающей ОВС с линейным двулучепреломлением и нерегулярным кручением [143].

5.3. Фаза Рытова – Владимирского и фаза Панчаратнама второго рода в ОВС с некомпланарной намоткой

Поскольку, как было показано выше, эффект Рытова приводит к возникновению эквивалентной оптической активности в ОВС (или к ее изменению, если таковая уже имела в ОВС), то при распространении света в некомпланарно намотанном световоде циркулярно поляризованный свет приобретает ДФ, которую в [2] было предложено именовать фазой Рытова – Владимирского (ФРВ). Если же свет имеет линейную поляризацию, то возникает дополнительное по отношению к лабораторной системе отсчета изменение СПИ (в сопровождающей пространственное кручение винтовой системе отсчета двулучепреломление не меняется, т.е. ВПМГ сохраняют свою эллиптичность). В свою очередь это изменение СПИ вызывает дополнительное изменение фазы, которая фактически является фазой Панчаратнама второго рода (ФП2) для случая оптически активной среды. Как было отмечено выше, в общем случае СПИ не всегда возможно разделить ФРВ и ФП2.

Выше было показано (см. также [2]), что ФП2 для оптически активных сред соответствует реальному изменению фазы света только для случая, когда с равными весами возбуждены обе циркулярные поляризационные моды ОВС, т.е. когда на вход ОВС поступает линейно поляризованное излучение. Следовательно, обусловленная эффектом Рытова ФП2 соответствует реальному изменению фазы световых колебаний только в этом случае.

Следует ли относить ФРВ к ГФ или к ДФ, является вопросом определения. ФРВ есть следствие чисто гео-

метрического явления (эффекта Рытова, который вызывает оптическую активность среды геометрического происхождения) и в этом смысле является ГФ. Но если рассматривать ФРВ как следствие оптической активности, не рассматривая причину возникновения последней, то ее можно рассматривать как ДФ.

В случае, если ОВС не обладает магнитной активностью или одновременно естественной¹¹ оптической активностью и линейным двулучепреломлением, то ФРВ является взаимной, поскольку эквивалентная оптическая активность, соответствующая эффекту Рытова, также является взаимной. В противном случае, как показано в [103], ФРВ, обусловленная эффектом Рытова, является не взаимной. Очевидно, что в этом случае ФП2, обусловленная эффектом Рытова, также является не взаимной.

6. Поляризационная не взаимность в ВКИ и не взаимная геометрическая фаза встречных волн

6.1. Поляризационная не взаимность в ВКИ

Как было отмечено выше, эффект поляризационной не взаимности (ПН) возникает в контуре ВКИ, удовлетворяющем обычным условиям взаимности [102], и связан с некоμμутативностью анизотропных элементов контура ВКИ и их несимметричной ориентацией относительно середины контура [16, 22, 23]. Особенности проявления ПН и ее физический смысл подробно рассмотрены в работах [16, 22, 23, 144], ряд частных случаев ПН — в работах [57–95]. Здесь мы сосредоточимся на рассмотрении ПН и ее влияния на НРФВВ и интенсивности света на выходе ВКИ при произвольных значениях эллиптичности поляризационных мод ОВС контура ВКИ, СПИ на входе ВКИ, величины коэффициента экстинкции поляризатора и ориентации осей двулучепреломления ОВС на входах контура. Это позволит нам описать некоторые неизвестные ранее особенности эффекта ПН в ВКИ.

Наличие случайной связи поляризационных мод [109] на неоднородностях ОВС контура ВКИ значительно усложняет рассмотрение ПН [66, 74, 80, 87, 89, 92, 94, 95], поскольку эллиптичность и азимуты мод будут меняться случайным образом (в частности, с изменением температуры ОВС), что в свою очередь приведет к изменению сдвига нуля ВКИ. В дальнейшем мы будем рассматривать ВКИ с контуром из ОВС с регулярным двулучепреломлением, т.е. без случайных неоднородностей.

В общем случае собственные поляризационные моды ОВС с регулярным двулучепреломлением являются эллиптичными. Отметим, что эффекты, связанные с ПН в ВКИ, у которого контур изготовлен из ОВС с линейным двулучепреломлением, хорошо известны [16, 22, 23, 66, 74, 79], а в ВКИ, у которого контур изготовлен из ОВС с циркулярным двулучепреломлением, обусловленная ПН разность фаз встречных волн равна нулю.

¹⁰ Напомним, что одно из основных свойств неголономных систем заключается в том, что они в общем случае не возвращаются в исходное состояние после циклической эволюции [139].

¹¹ Естественная оптическая активность связана со способностью оптической среды (например, водного раствора сахара) к вращению поляризации луча. Циркулярное двулучепреломление среды, связанное с ее торсионным кручением, не является оптической активностью.

Последнее было показано методом матриц Джонса в [84] и методом СП в [24].

Для ВКИ с контуром из ОВС с регулярным двулучепреломлением существуют две причины возникновения ПН [16], которые обозначим ПН1 и ПН2.

1. ПН1 возникает при несовпадении осей двулучепреломления ОВС на различных входах контура ВКИ. ПН1 можно рассматривать как следствие неодновременного возбуждения входного излучения поля каждой собственной поляризационной моды на двух концах контура. Эта причина не зависит от когерентных свойств излучения. Величина НРФВВ, обусловленной ПН1, зависит от угла разворота осей двулучепреломления ОВС на входе ВКИ, СПИ на входе ВКИ и эллиптичности поляризационных мод ОВС контура ВКИ. Поскольку НРФВВ связана с топологическими характеристиками волоконного контура ВКИ — его петлеобразной формой и взаимным разворотом осей ОВС на входе контура, — то НРФВВ можно рассматривать как ГФ.

2. ПН2 обусловлена наличием двухканальности (распространения излучения встречных волн в контуре ВКИ по двум ортогональным поляризационным модам — каналам), когерентности или частичной когерентности излучения в ортогональных модах после прохождения ОВС контура и интерференции поляризационных мод из-за несовпадения осей анизотропии ОВС на входе (выходе) волоконного контура или из-за того, что поляризатор в схеме ВКИ (рис. 10) ориентирован не параллельно одной из осей ОВС. В этом случае независимо от СПИ на входе ВКИ интерференционный сигнал на выходе может нести дополнительную информацию о разности фаз световых волн, прошедших по медленной и быстрой осям двулучепреломления ОВС контура, которая прямо пропорциональна произведению величины линейного двулучепреломления на длину волокна и может меняться под влиянием механических воздействий на ОВС контура и при изменении его температуры, когда меняется и длина контура ВКИ L , и величина его двулучепреломления. В настоящее время в ВКИ используются источники немонохроматического излучения и заведомо выполняется условие¹² $L \gg l_{\text{деп}}$, и встречные волны, прошедшие по различным осям двулучепреломления ОВС, между собой некогерентны. В этом случае НРФВВ обусловлена ПН2.

Отметим здесь, что, как показано в [66, 74] (см. также [16]), ПН связана с наличием СПИ того или иного типа на входе ВКИ. Если излучение на входе ВКИ полностью деполаризовано, то ПН отсутствует.

Из рисунка 10, на котором представлена ориентация осей собственного линейного двулучепреломления ОВС на обоих входах контура ВКИ, видно, что излучение, прошедшее по оси X , испытывает дополнительный набег фаз на π радиан по сравнению с излучением, прошедшим по оси Y , что в дальнейшем, при расчетах, будет учтено введением полуволновой фазовой пластинки.

Запишем соотношения между электрическими полями для обеих встречных световых волн на входе и выходе ВКИ при наличии вращения, когда в ВКИ возникает разность фаз Φ_S , связанная с эффектом

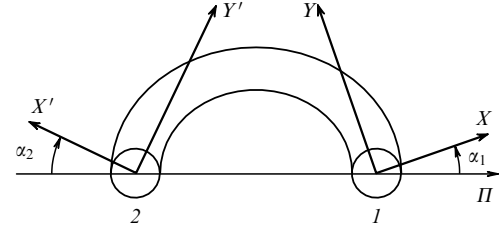


Рис. 10. Ориентация осей собственного линейного двулучепреломления на входе контура ВКИ: X, Y и X', Y' — направления медленной и быстрой осей соответственно на входах контура 1 и 2.

Саньяка [16–21]:

$$\Phi_S = \frac{8\pi Ns\Omega}{\lambda c}, \tag{16}$$

где λ — длина волны света в вакууме, c — скорость света в вакууме, s — площадь проекции витка волоконного контура ВКИ на плоскость, ортогональную вектору угловой скорости, N — число витков контура ВКИ, Ω — угловая скорость вращения.

Векторы электрических полей встречных волн на выходе ВКИ в декартовой системе координат, связанной с разрешенной и запрещенной осями линейного поляризатора¹³,

$$\mathbf{E}^+ = \begin{pmatrix} E_x^+ \\ E_y^+ \end{pmatrix} \text{ и } \mathbf{E}^- = \begin{pmatrix} E_x^- \\ E_y^- \end{pmatrix}$$

определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^+ &= \Pi \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot T(-\alpha_2) \cdot K^+ \cdot T(\alpha_1) \cdot \Pi \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \exp\left(\frac{i\Phi_S}{2}\right), \\ \mathbf{E}^- &= \Pi \cdot T(-\alpha_1) \cdot K^- \cdot T(\alpha_2) \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \Pi \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \exp\left(-\frac{i\Phi_S}{2}\right), \end{aligned} \tag{17}$$

где

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{pmatrix}$$

— нормированный вектор Джонса на входе ВКИ ($A_x^2 + A_y^2 = 1$), а

$$\Pi = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad T(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad \frac{\lambda}{2} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

— матрицы Джонса линейного поляризатора, поворота одного из концов контура на угол α и полуволновой пластинки соответственно. Матрицы K^+ и K^- описывают контур ВКИ в зависимости от направления обхода, причем $K^- = (K^+)^T$, а

$$K^+ = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \sin \frac{\delta}{2} \cos 2R & \frac{1}{2} \sin \frac{\delta}{2} \sin 2R \\ -\frac{1}{2} \sin \frac{\delta}{2} \sin 2R & \cos \frac{\delta}{2} - i \sin \frac{\delta}{2} \cos 2R \end{pmatrix},$$

где $\delta = \beta_c L$ — разность фаз между световыми волнами, прошедшими по медленной и быстрой осям двулучепре-

¹² $l_{\text{деп}}$ — длина деполаризации немонохроматического излучения в ОВС ($l_{\text{деп}} = \lambda_0^2 / (\Delta\lambda \Delta n)$ [114], где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина источника излучения).

¹³ В отсутствие поляризатора в схеме ВКИ ориентация осей декартовой системы координат выбирается произвольно.

ломления; $\beta_e = (\beta^2 + \beta_c^2)^{1/2}$ — эллиптическое двулучепреломление ОВС; L — длина ОВС контура; параметр R характеризует эллиптичность собственных поляризационных мод ОВС. Как было отмечено выше, $\tan R = b/a$, где a и b — большая и малая оси эллипса поляризации. При $R = 0$ поляризационные моды ОВС линейные, при $R = \pi/4$ — циркулярные.

Отметим, что в выражении (17) отсутствуют матрицы Джонса, описывающие светоделители в схеме ВКИ (см. рис. 1). Дело в том, что матрица Джонса идеального поляризационно изотропного цельноволокнистого светоделителя есть единичная матрица с коэффициентом $1/\sqrt{2}$. При расчетах единичную матрицу можно не учитывать, поскольку при умножении на нее вектор Джонса не меняет своего вида. Коэффициент $1/\sqrt{2}$ также можно опустить, поскольку рассчитываемая интенсивность света является величиной относительной, а при вычислении разности фаз встречных волн, как будет показано ниже (см. выражение (21)), абсолютные значения амплитуд электрических полей встречных волн не влияют на конечный результат. Ниже будет показано, что если в схеме ВКИ используются не цельноволокнистые, а дискретные светоделители, то они существенным образом влияют на разность фаз встречных волн.

В самом общем случае выражения для полной интенсивности света на выходе ВКИ и для той ее части, которая определяет интенсивность и сдвиг фазы интерференционного сигнала, весьма сложные и громоздкие¹⁴. В частном случае в отсутствие вращения ($\Phi_S = 0$) и в отсутствие поляризатора в схеме ВКИ ($\varepsilon = 1$) соответствующие выражения значительно упрощаются:

$$I_{\text{full}} = |E^+ + E^-|^2 = 2[2 - \cos^2(2R) \sin^2(\alpha_2 + \alpha_1)], \quad (18)$$

$$I_{\text{interf}} = \text{Re}(E_x^+ E_x^{*-} + E_y^+ E_y^{*-}) = 1 - \cos^2(2R) \sin^2(\alpha_2 + \alpha_1), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}(E_x^+ E_x^{*-} + E_y^+ E_y^{*-}) &= \cos(2R) \sin(\alpha_2 + \alpha_1) \times \\ &\times [(A_y^2 - A_x^2) \sin(2R) \cos(\alpha_2 - \alpha_1) + \\ &+ 2A_x A_y (\cos(2R) \cos(\alpha_2 + \alpha_1) \sin \psi + \\ &+ \sin(2R) \sin(\alpha_2 - \alpha_1) \cos \psi)]. \end{aligned} \quad (20)$$

Заметим, что НРФВВ встречных волн на выходе ВКИ, обусловленная ПН1, определяется выражением

$$\varphi_{\text{non}} = \arctan \frac{\text{Im}(E_x^+ E_x^{*-} + E_y^+ E_y^{*-})}{\text{Re}(E_x^+ E_x^{*-} + E_y^+ E_y^{*-})}. \quad (21)$$

Полученные соотношения потребуются нам при рассмотрении экспериментов по наблюдению ГФ в ВКИ, проведенных в работах [26–28].

6.2. Невзаимная геометрическая фаза встречных волн в ВКИ

Поскольку в ВКИ с немонахроматическим источником излучения практически всегда выполняется условие

¹⁴ Подробный анализ этих выражений является темой самостоятельного рассмотрения [145]. Отметим, что для случая несовершенного (неидеального) поляризатора ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) в схеме ВКИ результаты анализа [145] показали, что эффект ПН не является, как это полагалось ранее [16, 22, 23], "скрытым" или "виртуальным", поскольку интенсивность света на выходе ВКИ зависит от разности фаз ψ между ортогональными компонентами вектора электрического поля на входе ВКИ.

$L \gg l_{\text{деп}}$, то, как было отмечено выше, при отсутствии случайных неоднородностей в ОВС встречные волны, прошедшие по различным осям двулучепреломления ОВС, интерферируют только попарно. Таким образом, можно рассматривать две независимые интерференционные картины на выходе ВКИ и соответственно две независимые и в общем случае различные НРФВВ, обусловленные ПН1,

$$\varphi_{\text{non}}^{(1,2)} = \arctan \frac{\text{Im}(E_{x,y}^+ E_{x,y}^{*-})}{\text{Re}(E_{x,y}^+ E_{x,y}^{*-})}. \quad (22)$$

В работе [24] было предложено вычислять эти фазы с помощью метода СП. Как показано в [24] (см. также [146]), НРФВВ для каждой из осей ОВС — медленной или быстрой — равна половине телесного угла с вершиной в начале координат, опирающегося на сферический треугольник на СП, который задан следующими тремя точками: точкой, соответствующей СПИ на входе контура ВКИ; точкой, соответствующей СПИ на одном из выходов контура ВКИ; и точкой, соответствующей СПИ на противоположном выходе контура ВКИ. Разумеется, точка на СП, отображающая СПИ на входе контура ВКИ, является общей для обоих сферических треугольников, соответствующих медленной и быстрой осям ОВС контура. Рассматриваемые невзаимные разности фаз определены на СП, следовательно, это проявление ГФ. В [146] их было предложено именовать невзаимными геометрическими фазами встречных волн (НГФВВ). НГФВВ для встречных волн, прошедших по медленной оси ОВС контура ВКИ, равна $\varphi_{\text{non}}^{(1)}$, а по быстрой — $\varphi_{\text{non}}^{(2)}$.

Рассмотрим НГФВВ для простого частного случая, когда собственные поляризационные моды ОВС контура ВКИ линейные, медленные оси линейного двулучепреломления ОВС на входе контура развернуты на углы α_1 и α_2 (см. рис. 10), поляризатор в схеме ВКИ отсутствует, а СПИ на входе ВКИ правоциркулярное. На рисунке 11 представлен сферический треугольник ABN на СП для медленной оси двулучепреломления ОВС (второй треугольник $A'B'N$ для быстрой оси ОВС, где точки A' и B' диаметрально противоположны точкам A и B , на рис. 11 не показан). Точка N соответствует правоциркулярной поляризации света на входе ВКИ, а точки A и B соответствуют СПИ на выходах ВКИ. Угол $2\alpha_1$ отложен по экватору СП в обратном направлении, поскольку угол α_1 в реальном пространстве отсчитывается против часовой стрелки (см. рис. 10). НГФВВ численно равна половине телесного угла, опирающегося на сферический треугольник ABN , или, для СП единичного радиуса, половине площади ABN . Ясно, что если на вход ВКИ поступает линейно поляризованный свет, то оба треугольника вырождаются в дуги (части "экватора" СП), и НГФВВ для обеих поляризационных мод будут равны нулю.

Можно предложить и другое, эквивалентное определение НГФВВ. Рассмотрим для частного случая, изображенного на рис. 11, две незамкнутые фигуры на СП, каждая из которых образована двумя дугами: первая — NA и AB , а вторая — NB и BA . Физический смысл этих дуг следующий. Циркулярно поляризованный свет возбудил на одном из входов контура медленную линейно поляризованную моду ОВС, чему соответствует дуга NA . Поскольку ориентации осей на входах контура различны, то это означает, что ОВС имеет некоторое

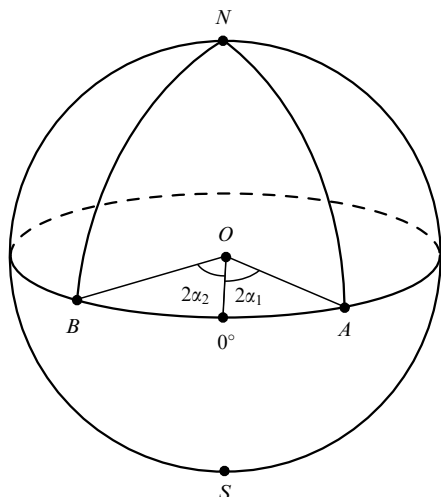


Рис. 11. Представление невязанной геометрической фазы встречных волн (НГФВВ) на сфере Пуанкаре. Точка N соответствует круговой поляризации монохроматического света на входе ВКИ, точки A и B — линейным поляризациями встречных волн, прошедших по медленной оси линейного двулучепреломления ОВС контура ВКИ с азимутами α_1 и α_2 .

кручение, а его поляризационные моды — это ВПМГ, в данном случае практически линейные. На выходе контура ВМПГ повернется на угол $\alpha_1 - \alpha_2$, чему соответствует дуга AB . Аналогично, для встречной волны можно рассмотреть дуги NB и BA . Хотя каждая из фигур ABN и NBA является незамкнутой, вместе они образуют сферический треугольник. Таким образом, НГФВВ численно равна половине телесного угла, который опирается на сферический треугольник на СП, образованный дугами, соответствующими возбуждению и эволюции ВПМГ в контуре ВКИ.

На первый взгляд может показаться, что НГФВВ ничем не отличается от ФП1, так как они определяются площадью сферических треугольников на СП. Однако это не так. Во-первых, ФП1 численно равна не половине площади треугольника ABC (см. рис. 2) на СП единичного радиуса, а разницей между числом π и половиной площади дополнительного треугольника ABC' . Во-вторых (и это самое главное), для ФП1 точка C на СП соответствует СПИ, которое является суммой СПИ, соответствующих точкам A и B на СП, а для НГФВВ точка N не соответствует сумме поляризаций точек A и B (см. рис. 11): сумма двух лучей света с линейной поляризацией будет также иметь линейную поляризацию, а точка N соответствует правоциркулярной поляризации. Различны и физические причины возникновения ФП1 и НГФВВ: ФП1 является следствием различия СПИ двух лучей, не имеющих разности КФ, а НГФВВ является следствием того, что два луча — встречные волны на выходе ВКИ — имеют различные начальные фазы, которые они приобрели уже на входе контура за счет неодновременного их возбуждения.

Использование метода СП [24] для вычисления обусловленной ПН НРФВВ $\varphi_{\text{нон}}$ так же, как и для вычисления ФП2, не является универсальным. НГФВВ для волн, прошедших по медленной и быстрой осям ОВС контура ВКИ, $\varphi_{\text{нон}}^{(1,2)}$ (см. выражение (22)) — это аргументы двух комплексных чисел, а $\varphi_{\text{нон}}$ (см. выражение (21)) — это аргумент комплексного числа, которое является суммой двух вышеупомянутых чисел. Но в общем случае, зная

только аргументы слагаемых, невозможно вычислить аргумент суммы, для этого необходимо знать и модули слагаемых. Только для ВКИ с контуром из однополяризованного ОВС НРФВВ тождественно равна НГФВВ, поскольку в этом случае на СП имеется только один сферический треугольник, соответствующий единственной поляризации встречных волн. Ряд частных случаев, когда, зная НГФВВ, можно вычислить НРФВВ, рассмотрен в [24]. В общем же случае расчет не связанной с вращением разности фаз встречных волн следует вести методом матриц Джонса. Однако метод СП может оказаться весьма полезным для простого и наглядного отображения явления ПН и легкого синтеза ситуаций, при которых ПН отсутствует. Это подробно рассмотрено в [24, 146]. В [24], в частности, показано, что для случая циркулярно поляризованных мод ОВС контура ВКИ НГФВВ для обеих поляризационных мод равны нулю и, следовательно, НРФВВ также равна нулю.

Основные выводы данного раздела таковы. Во-первых, НГФВВ можно рассматривать как следствие различия условий возбуждения и эволюции ВПМГ на СП. А во-вторых, вычисление НРФВВ в общем случае целесообразно проводить методом матриц Джонса или методом разложения поля по нормальным волнам [101–103]. Метод СП в общем случае позволяет привести наглядную иллюстрацию явления ПН. В ряде важных частных случаев НРФВВ равна НГФВВ.

7. Анализ экспериментов по регистрации ГФ в ВКИ

Перейдем к рассмотрению результатов экспериментов [26–28], в ходе которых регистрировались изменения фазы интерференционной картины [26] и интенсивности [27, 28] света на выходе ВКИ при изменении шага геликоидальной намотки ОВС.

7.1. Параметры ВКИ, на которых проводились измерения

В работах [26–28] исследовались ВКИ без поляризатора с контуром из ОВС со слабым двулучепреломлением. В [26] в схеме ВКИ был один светоделитель, в качестве которого использовался дискретный оптический элемент — поляризационно изотропная светоделительная призма, а часть ОВС контура представляла половину витка ОВС ($d = 125$ мкм), намотанного на цилиндр диаметра 23 см. В работах [27, 28] в схеме ВКИ были два цельноволокнистых светоделителя и два витка ОВС на цилиндре (диаметры ОВС и цилиндра, а также общая длина ОВС не указаны). Однако, используя приведенную в [28] зависимость угла поворота плоскости поляризации света (угла Рытова) от изменения шага намотки ОВС, с помощью выражения (12) можно сделать численную оценку, согласно которой диаметр цилиндра составлял примерно 13 см. В [26–28] дихроизм светоделителей был пренебрежимо мал. В [26, 28] использовались монохроматические источники излучения с линейным СПИ: в [26] He-Ne лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), СПИ на выходе которого было близким к линейному, а после прохождения линейного поляризатора и четвертьволновой фазовой пластинки становилось круговым, а в [28] полупроводниковый лазер ($\lambda = 1,3$ мкм), СПИ которого можно было произвольно изменять с помощью так называемого поляризационного управителя Лефевра [105], состояв-

шего из двух колец из ОВС с наведенным изгибом двулучепреломлением. В [27] использовался также монохроматический неполяризованный суперфлуоресцентный источник излучения ($\lambda = 1,5$ мкм, ширина линии $\Delta\lambda = 50$ нм). Такие источники излучения имеют очень низкую степень поляризации [147]. Внутри контура ВКИ в [27, 28] был еще один управитель СПИ, в котором величина линейного двулучепреломления ОВС регулировалась с помощью механического сжатия [148]. С помощью этого управителя создавался участок ОВС, эквивалентный полуволновой фазовой пластинке. В экспериментах [26–28] ОВС было уложено в тефлоновую трубочку и могло свободно раскручиваться при изменении шага геликоидальной намотки. В [26, 27] изменение шага геликоидальной намотки осуществлялось за счет сдвига одного из концов намотки, в [28] — за счет симметричного сдвига обоих концов намотки в противоположные стороны.

В работах [26, 28] проводились специальные контрольные измерения, которые показали, что при изменении шага геликоидальной намотки двулучепреломление ОВС практически не меняется. С помощью выражения (10) можно вычислить линейное двулучепреломление, вызванное намоткой ОВС на цилиндр (вероятно, в [27, 28] использовался стандартный световод с диаметром $d = 125$ мкм). В этом случае для экспериментов [26] $\beta = 0,425$ рад м⁻¹, $\Delta n = 4 \times 10^{-8}$, а в [27, 28] $\beta = 0,51$ рад м⁻¹, $\Delta n = 1,2 \times 10^{-7}$. Поскольку в слабоанизотропных ОВС остаточная разность показателей преломления в медленной и быстрой осях, как правило, составляет $\Delta n \sim 10^{-6} - 10^{-7}$, можно считать, что намотка ОВС на цилиндр в [26–28] действительно не вызывала заметного увеличения линейного двулучепреломления.

Здесь следует отметить важную для понимания результатов экспериментов [26] особенность схемы ВКИ, которая применялась в этой работе. Как было отмечено выше, в [26] использовалась светоделительная призма, матрица Джонса которой, в отличие от матрицы Джонса цельноволокноного светоделителя, не является единичной, а имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Если, например, на такую призму падает луч с правой круговой поляризацией, то луч, прошедший через светоделительную призму, не меняет СПИ, а отраженный от нее становится левополяризованным, т.е. меняет знак круговой поляризации. Точно так же меняет знак круговой поляризации луч, отраженный от поляризационно изотропного зеркала. Если ОВС контура имеет собственные циркулярно-поляризованные моды, то одна встречная волна имеет правую круговую поляризацию, а другая — левую. На выходе ВКИ встречные волны опять приобретают одинаковые круговые поляризации, поскольку одна проходит светоделительную призму, а другая отражается от нее.

В принципе исследованный в [26] ВКИ можно рассматривать как так называемый поляризационный ВКИ (ПВКИ, см. раздел 5.7 обзора [16]), в котором одна встречная волна распространяется по медленной оси ОВС контура, а другая — по быстрой. Ранее в ПВКИ на входе использовалась поляризационная призма, которая

возбуждала различные взаимно ортогональные линейные поляризации во встречных волнах [100, 149–154]. ПВКИ предназначались для обнаружения невзаимных эффектов [100, 149, 150] и гравитационных волн [151–154]. Таким образом, в [26] был впервые предложен предназначенный для измерения ГФ ПВКИ с обычной светоделительной призмой.

7.2. Анализ результатов экспериментов

Прежде всего следует отметить, что поскольку площади контуров ВКИ, исследованных в [26–28], были малы, то, следовательно, влиянием эффекта Саньяка, связанным с вращением Земли, на разность фаз встречных волн можно пренебречь (см. выражение (16)). Отметим также, что в работе [29] рассматривался только один из возможных механизмов изменения НРФВВ (наблюдавшегося в экспериментах [26]) и изменения величины I_{full} (наблюдавшегося в экспериментах [27, 28]), а именно влияние изменения двулучепреломления ОВС при изменении шага геликоидальной намотки световода. Здесь мы рассмотрим результаты экспериментов [26–28] с более общих позиций.

В работе [26] регистрировался сдвиг полос интерференции встречных волн на выходе ВКИ при изменении шага геликоидальной намотки ОВС в ВКИ с монохроматическим источником и круговым СПИ. Как было отмечено выше, одна из встречных волн распространялась по правоциркулярной оси двулучепреломления ОВС, другая — по левоциркулярной. На выходе обе волны вновь приобретали одинаковую поляризацию и интерферировали. Поскольку циркулярное двулучепреломление в ОВС контура возникало вследствие эффекта Рытова, а на входе ВКИ имело место циркулярное СПИ, то, следовательно, разность фаз встречных волн была численно равна удвоенной ФРВ, так как одна волна приобретала ФРВ с положительным знаком, а другая — с отрицательным. Таким образом, схема ВКИ [26] позволяла наблюдать ПН, обусловленную эффектом Рытова. В данном случае ПН возникала вследствие двухканальности, т.е. имела место ПН2, возникшая вследствие эффекта Рытова.

Поскольку в [26] использовался не цельноволокноный, а дискретный светоделитель, то в принципе также могло иметь место некоторое рассогласование волновых фронтов встречных волн. В этом случае, если ОВС имело некоторое остаточное линейное двулучепреломление и его собственные поляризационные моды могли быть не вполне циркулярными, то изменение угла Рытова при изменении шага геликоидальной намотки ОВС могло приводить к некоторому изменению НРФВВ φ_{non} , связанной с изменением ПН1, что также могло вызвать сдвиг полос интерференции на выходе ВКИ.

В работах [27, 28] регистрировалось изменение величины I_{full} при изменении шага геликоидальной намотки ОВС в ВКИ с монохроматическим источником излучения. В этом случае, если собственные поляризационные моды ОВС контура ВКИ были линейными ($R = 0$), полная интенсивность излучения на выходе ВКИ без поляризатора описывается следующим выражением:

$$I_{\text{full}} = \cos^2 \frac{\alpha_{\text{Ryt}}}{2}, \quad (23)$$

где α_{Ryt} — УР (см. выражение (13)). Как следует из выражения (23), величина I_{full} в этом случае не зависит

от СПИ на входе ВКИ, что соответствует результатам измерений [27, 28]. В данном случае изменение УР при изменении шага геликоидальной намотки ОВС приводило к изменению как ПН1, так и ПН2, и вклад от обоих эффектов трудно разделить.

Поскольку, как было показано выше, для ВКИ с немонахроматическим источником излучения невзаимные эффекты, связанные с двухканальностью (ПН2), не имеют места, то наиболее интересно рассмотреть результаты экспериментов [27], так как они позволяют абстрагироваться от изменений ФП2 и ФРВ при изменении шага геликоидальной намотки.

В [27] измерение полной интенсивности света I_{full} осуществлялось на выходе первого и второго светоделителей (см. рис. 1). В реальных ВКИ сигнал всегда регистрируется с выхода первого светоделителя, поскольку сигнал с выхода второго светоделителя (расположенного на входе контура) имеет дополнительную разность фаз встречных волн: одна волна два раза его проходит, другая два раза от него отражается. Вследствие этого в дальнейшем будет рассматриваться только зависимость I_{full} с выхода первого светоделителя (это проиллюстрировано в работе [27] на верхнем графике рис. 4). Та часть ОВС контура ВКИ, которая намотана на цилиндр, имеет циркулярное двулучепреломление вследствие эффекта Рытова. Остальную часть световода контура, за исключением сдавленного участка с линейным двулучепреломлением, можно считать практически изотропной. Тогда, поскольку в [27] изменение шага геликоидальной намотки ОВС осуществлялось путем сдвига только одного из концов намотки, в выражении (18) для I_{full} вследствие изменения величины эффекта Рытова будет меняться один из углов: α_1 или α_2 (для определенности положим, что меняется $\alpha_1 = \alpha_{\text{Ryt}}$).

На рисунке 12 представлена рассчитанная в соответствии с выражением (18) зависимость интенсивности света I_{full} от угла поворота α_1 . При расчетах полагалось, что коэффициент экстинкции поляризатора в схеме ВКИ $\varepsilon = 1$, а значение эллиптичности ВПМГ для эквивалентного однородного ОВС контура составляло¹⁵ $R = 0, \pi/14, \pi/4$. Величины A_x , A_y и разность фаз ψ между компонентами электрического поля на входе ВКИ так же, как и для случая монохроматического источника излучения, не влияли на поведение зависимости $I_{\text{full}}(\alpha_1)$. Последнее свидетельствует об отсутствии влияния СПИ на зависимость $I_{\text{full}}(\alpha_1)$, что хорошо согласуется с условиями проведения экспериментов в [27], где свет на входе ВКИ был деполаризован. На рисунке 12 приведены также экспериментальные значения I_{full} , взятые из работы [27]. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую, рассчитанную в соответствии с выражением (18) при $R = \pi/14$. Для сравнения на рис. 12 приводятся зависимости $I_{\text{full}}(\alpha_1)$ для случая линейных ($R = 0$) и круговых ($R = \pi/14$) ВПМГ в ОВС контура ВКИ. Видно, что эти

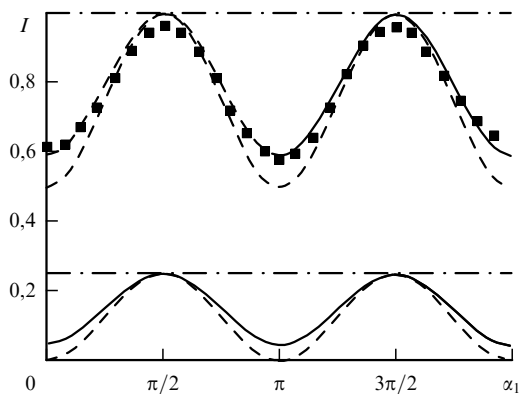


Рис. 12. Зависимости полной I_{full} (верхняя серия кривых) и интерференционной I_{interf} (нижняя серия кривых) интенсивностей света на выходе ВКИ от азимута α_1 оси ОВС на входе первого светоделителя ВКИ: $\varepsilon = 1$; $\alpha_2 = \pi/2$; $R = 0$ (штриховые линии), $R = \pi/14$ (сплошные линии), $R = \pi/4$ (штрихпунктирные линии). Точки соответствуют экспериментальным данным [27].

кривые не совпадают с экспериментальными значениями из [27].

Таким образом, в работе [27] экспериментально наблюдался эффект Рытова в ВКИ, который приводил к изменению азимута одной из осей ОВС на входе контура при изменении шага геликоидальной намотки. В то же время с помощью выражения (18) нам удалось рассчитать, какую эллиптичность имели собственные ВПМГ в ОВС в работе [27]: $R = \pi/14$, т.е. отношение малой оси эллипса к большой составляло $\tan R = 0,228$. Причина, по которой ВПМГ ОВС в [27] имели некоторую эллиптичность, скорее всего заключается в наличии сдавленного участка ОВС, но может быть связана и с остаточными торсионными напряжениями в световоде. Если бы в экспериментах [27] внутри контура не было сдавленного участка ОВС, эквивалентного полуволновой линейной фазовой пластинке, то ВПМГ были бы близки к круговым ($R \sim \pi/4$), и изменение выходной интенсивности вследствие эффекта Рытова наблюдать было бы практически невозможно.

Отметим, что эффект Рытова приводит к изменению УР и соответственно к изменению НРФВВ, которая связана с ПН2.

Таким образом, в работе [26] наблюдалась ФРВ в ВКИ, а в [27, 28] — эффект Рытова в ВКИ. Авторы [26] правильно объясняют результаты своих экспериментов, однако именуют ФРВ фазой Берри. Авторы [27, 28] также правильно указывают, что причина изменения интенсивности света на выходе ВКИ связана с вращением поляризации при изменении шага геликоидальной намотки ОВС, однако при этом добавляют, что регистрируют изменение фазы Берри, хотя в действительности они регистрируют изменение УР. Но поскольку в широком смысле угол Рытова так же, как и угол Ишлинского в классической механике, относятся к ГФ, то в принципе их можно именовать фазой Берри. Однако такое общее название различных ГФ может затруднить понимание результатов различных исследований, вследствие чего более целесообразно всякий раз указывать конкретную ГФ¹⁶.

¹⁵ Контур ВКИ в [27, 28] состоял из ряда разнородных участков ОВС: подводящие участки со слабым двулучепреломлением, сдавленный участок с линейным двулучепреломлением и участок с геликоидальной намоткой с эквивалентным циркулярным двулучепреломлением. Однако отсутствие информации о длине каждого из участков и величине невозмущенного двулучепреломления ОВС вынудило нас заменить его некоторым эквивалентным однородным ОВС, т.е. фактически дискретным оптическим элементом.

¹⁶ Заметный вклад в правильную интерпретацию результатов измерений [26–28] внесла И.А. Андропова.

Основной вывод данного раздела заключается в том, что в экспериментах с изменением шага геликоидальной намотки ОВС контура ВКИ для случая некогерентного источника излучения фактически регистрируется изменение эффекта Рытова, а для монохроматического — еще и изменение ФРВ.

8. Необоснованные гипотезы, связанные с ГФ в ВКИ

Существуют работы, авторы которых из факта существования ГФ в оптике делают некорректные выводы относительно работы ВКИ. Так, в [155–158] утверждается, что величина эффекта Саньяка в ВКИ зависит от характера намотки ОВС контура на катушку, а также обсуждается возможность существенного увеличения обусловленной вращением разности фаз встречных волн для случая неплоской (например, тороидальной) намотки ОВС. Ошибочность этого утверждения была показана Е.И. Якубовичем с помощью метода эйконала в работе [29], написанной совместно с одним из авторов. Более того, в [29] было показано, что величина разности фаз встречных волн, которая обусловлена эффектом Саньяка, пропорциональна площади проекции контура трассы на плоскость, ортогональную оси вращения, и, следовательно, максимальна для случая, когда контур ВКИ имеет плоскую намотку, и не может быть увеличена за счет некомпланарности контура трассы: в последнем случае разность фаз только уменьшится.

Как было показано в разделе 7, эффект Рытова, возникающий вследствие некомпланарной намотки ОВС контура ВКИ, может привести к двум следствиям.

1. Изменение угла Рытова может привести к изменению НРФВВ, которая связана с ПН1 (с неодномоментностью возбуждения встречных волн в ВКИ).

2. Для случая монохроматического источника излучения появление ФРВ приведет к появлению НРФВВ, которая связана с ПН2 (с двухканальностью).

Таким образом, эффект Рытова может привести только к возникновению или изменению величины НРФВВ в ВКИ, т.е. к аддитивной добавке к разности фаз, которая обусловлена вращением (эффектом Саньяка). Ни о каком увеличении чувствительности к вращению за счет эффекта Рытова не может быть и речи.

9. Заключение

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. Эффект Рытова — поворот плоскости поляризации света, обусловленный свободно-некомпланарной намоткой ОВС — приводит к тому, что собственные поляризационные моды ОВС становятся винтовыми поляризационными модами Гинзбурга (ВПМГ), однако при этом не возникает дополнительное эллиптическое двулучепреломление. Таким образом, эффект Рытова в ОВС — это проявление оптической активности, но без изменения двулучепреломления в винтовой системе координат.

2. ФРВ имеет геометро-оптическое происхождение и поэтому является ГФ, но в то же время может считаться проявлением ДФ, поскольку она определена для циркулярного СПИ для случая, когда оптическая активность вызвана эффектом Рытова.

3. ГФ в оптике, которые задаются на СП, в общем случае не позволяют вычислить реальное изменение фазы, соответствующее изменению СПИ в отрезке ОВС или ВКИ. Так, ФП2 в общем случае не соответствует реальной фазе даже для случая циклической эволюции СПИ в среде с произвольным типом двулучепреломления, в частности, если обе собственные поляризации возбуждены с неравным весом. НГФВВ в ВКИ в общем случае не позволяет вычислить обусловленную ПН1 НРФВВ. Тем не менее ГФ позволяют дать простую и наглядную иллюстрацию различных поляризационных эффектов в ОВС ВКИ.

4. Причина, по которой ГФ в поляризационной оптике не всегда соответствуют реальному изменению фазы света, заключается в том, что они возникают в процессе распространения света в анизотропной оптической среде, и их не всегда можно отделить от обычных КФ и ДФ, в отличие от ГФ в классической механике, для которой всегда можно разделить поступательное движение твердого тела от его вращения и конического движения.

5. Вычисление реального изменения фазы света в ОВС или обусловленной поляризационной невзаимностью НРФВВ в ВКИ в общем случае целесообразно проводить методом матриц Джонса, хотя в некоторых случаях преимущество может давать метод ВПМГ.

6. ФП2 и ФРВ в средах, не обладающих магнитной активностью или одновременно естественной активностью и линейным двулучепреломлением, являются взаимными и могут наблюдаться в отрезке ОВС и в волоконных интерферометрах Майкельсона и Маха–Цендера, а в ВКИ они могут наблюдаться только при наличии двухканальности, которая возникает в случае использования источника монохроматического излучения, т.е. как проявление изменения ПН2.

7. НГФВВ можно рассматривать как следствие различия условий возбуждения и эволюции ВПМГ в ОВС контура ВКИ на СП. В случае, когда контур ВКИ изготовлен из однополяризационного ОВС, НГФВВ тождественно равна НРФВВ.

Как нам удалось установить, особенности изменения СПИ света при распространении вдоль винтообразного луча, которые вызваны эффектом Рытова, были впервые рассмотрены в работе [159]. Влияние кручения волновода СВЧ диапазона на возникновение ГФ было рассмотрено в работе Л.А. Ривлина [160]. Отметим, что собственные поляризационные моды такого волновода — это ВПМГ.

В заключение авторы выражают благодарность В.Л. Гинзбургу и В.В. Владимирскому за обсуждение результатов их работ, опубликованных в 40-е годы прошлого века, Вл.В. Кочаровскому за обсуждение результатов работы, позволившее внести ряд важных уточнений и существенно улучшить изложение материала, В.М. Геликонову, Ю.И. Неймарку, Г.В. Пермитину и С.А. Харламову за ряд полезных замечаний, С.Н. Новиковой за помощь в оформлении иллюстраций. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 03-02-17253 и грантом № НШ 1622.2002.2.

Список литературы

1. Berry M V *Proc. R. Soc. London Ser. A* **392** 45 (1984)
2. Виницкий С И и др. *УФН* **160** (6) 1 (1990)
3. Anandan J *Nature* **360** 307 (1992)

4. Клышко Д Н *УФН* **163** (11) 1 (1993)
5. Торонов В Ю, Дербов В Л, Приготова О М *Изв. вузов. Прикл. нелинейная динамика* **4** (6) 3 (1996)
6. Боднарчук В И, Давтян Л С, Корнеев Д А *УФН* **166** 185 (1996)
7. Малькин Г Б, Харламов С А *УФН* **173** 985 (2003)
8. Рытов С М *ДАН СССР* **18** 263 (1938)
9. Рытов С М *Труды ФИАН* **2** (1) 41 (1940)
10. Владимирский В В *ДАН СССР* **31** 222 (1941)
11. Pancharatnam S *Proc. Ind. Acad. Sci. A* **44** 247 (1956); reprinted in *Collected Work of S. Pancharatnam* (Ed. G W Series) (London: Oxford Univ. Press, 1975)
12. Pancharatnam S *Proc. Ind. Acad. Sci. A* **44** 398 (1956); reprinted in *Collected Work of S. Pancharatnam* (Ed. G W Series) (London: Oxford Univ. Press, 1975)
13. Hamilton W R *Lectures on Quaternions* (Dublin: Hodges and Smith, 1853) p. 338
14. Ишлинский А Ю *Механика специальных гироскопических систем* (Киев: Изд-во АН УССР, 1952)
15. Ишлинский А Ю *Механика гироскопических систем* 2-е изд. (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
16. Андропова И А, Малькин Г Б *УФН* **172** 849 (2002)
17. Логунов А А, Чугреев Ю В *УФН* **156** 137 (1988)
18. Малькин Г Б *УФН* **167** 337 (1997)
19. Вугальтер Г А, Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофиз.* **42** 373 (1999)
20. Малькин Г Б *УФН* **170** 1325 (2000)
21. Малькин Г Б *УФН* **172** 969 (2002)
22. Андропова И А, Геликонов Г В, Малькин Г Б *Квантовая электроника*. **26** 271 (1999)
23. Andronova I A, Gelikonov G V, Malykin G B *Proc. SPIE* **3736** 423 (1999)
24. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **81** 474 (1996)
25. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
26. Frins E M, Dultz W *Opt. Commun.* **136** 354 (1997)
27. Senthilkumaran P, Thursby G, Culshaw B *Opt. Lett.* **25** 533 (2000)
28. Senthilkumaran P, Culshaw B, Thursby G *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1914 (2000)
29. Якубович Е И, Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофиз.* **45** 975 (2002)
30. Ross J N *Opt. Quantum Electron.* **16** 455 (1984)
31. Galanin A D *J. Phys. USSR* **6** 35 (1942)
32. Кравцов Ю А, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980)
33. Kline M, Kay I W *Electromagnetic Theory of Geometrical Optics* (New York: John Wiley & Sons, 1965)
34. Lewis R M *IRE Trans.* **AP-14** 100 (1966)
35. Tang C H *IEEE Trans.* **MTT-18** 69 (1970)
36. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973) [Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1969)]
37. Смирнов А И, Фрайман Г М *ЖЭТФ* **83** 1287 (1982)
38. Haldane F D M *Opt. Lett.* **11** 730 (1986)
39. Berry M V *Nature* **326** 277 (1987)
40. Kitano M, Yabuzaki T, Ogawa T *Phys. Rev. Lett.* **58** 523 (1987)
41. Шерклифф У *Поляризованный свет* (М.: Мир, 1965) [Shurkliff W A *Polarized Light* (Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press, 1962)]
42. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофиз.* **40** 265 (1997)
43. Markovski B, Vinitzky V (Eds) *Topological Phase in Quantum Theory* (Singapore: World Scientific, 1989)
44. Shapere A, Wilczek F (Eds) *Geometric Phase in Physics* (Adv. Series in Math. Phys., Vol. 5) (Singapore: World Scientific, 1989)
45. Berry M V *J. Mod. Opt.* **34** 1400 (1987)
46. Berry M V *Phys. Today* **43** (12) 34 (1990)
47. Vali V, Shorthill R W *Appl. Opt.* **15** 1099 (1976)
48. Vali V, Shorthill R W *Appl. Opt.* **16** 290 (1977)
49. Логозинский В Н "Исследование волоконного интерферометра как датчика угловой скорости", Дипл. работа (М.: МФТИ, 1979)
50. Ulrich R, Johnson M *Opt. Lett.* **4** 152 (1979)
51. Schiffner G et al. *Appl. Opt.* **18** 2096 (1979)
52. Schiffner G "Interferometer mit einer Spule aus einem Einmode-Wellenleiter", Patentschrift DE 2804103 C2 (FRG) 02.08.1979, Anmeldetag 31.01.1978
53. Schiffner G "Interferometer with a single-mode waveguide coil", US Patent No. 4259016. 31.03.1981, Filed 31.01.1979
54. Schiffner G "Interferometer with a single-mode waveguide coil", US Patent No. 4325636. 20.04.1982, Filed 11.01.1979
55. Гордон С А, Логозинский В Н, Новиков А Г *Квантовая электроника*. **7** 2252 (1980)
56. Ulrich R *Opt. Lett.* **5** 173 (1980)
57. Kintner E C *Opt. Lett.* **6** 154 (1981)
58. Böhm K et al. *Opt. Lett.* **6** 64 (1981)
59. Pavlath G A, Shaw H J *Appl. Opt.* **21** 1752 (1982)
60. Böhm K, Petermann K, Weidel E J *Lightwave Tech.* **LT-1** 71 (1983)
61. Fridricks R J, Ulrich R *Electron. Lett.* **20** 330 (1984)
62. Burns W K, Moeller R P J *Lightwave Tech.* **LT-2** 430 (1984)
63. Козел С М и др. *Оптика и спектроскоп.* **59** 180 (1985)
64. Jones E, Parker J W *Electron. Lett.* **22** 54 (1986)
65. Tai S et al. *Electron. Lett.* **22** 546 (1986)
66. Козел С М и др. *Оптика и спектроскоп.* **61** 1295 (1986)
67. Itoh K, Saitoh T, Ohtsuka Y J *Lightwave Tech.* **LT-5** 916 (1987)
68. Mortimore D B J *Lightwave Tech.* **6** 1217 (1988)
69. Birks T A, Morkel P *Appl. Opt.* **27** 3107 (1988)
70. Листвин В Н *Оптика и спектроскоп.* **67** 1208 (1989)
71. Листвин В Н *Изв. вузов. Радиофиз.* **33** 458 (1990)
72. Фадеев А В *Изв. вузов. Приборостроение* **33** (8) 69 (1990)
73. Листвин В Н, Логозинский В Н *Изв. вузов. Радиофиз.* **34** 1001 (1991)
74. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофиз.* **34** 817 (1991)
75. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофиз.* **35** 189 (1992)
76. Алексеев Э И, Базаров Е Н *Квантовая электроника*. **19** 897 (1992)
77. Burns W K, Kersey A D J *Lightwave Tech.* **10** 992 (1992)
78. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **75** 1314 (1993)
79. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **76** 540 (1994)
80. Малькин Г Б, Нефедов И М, Шерешевский И А *Изв. вузов. Радиофиз.* **37** 1473 (1994)
81. Малькин Г Б и др. *Изв. вузов. Радиофиз.* **37** 1567 (1994)
82. Малькин Г Б, Позднякова В И, Поздняков Е Л *Изв. вузов. Радиофиз.* **38** 1293 (1995)
83. Blake J, Szafraniec B, Feth J *Opt. Lett.* **21** 1192 (1996)
84. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **83** 1013 (1997)
85. Андропова И А и др. *Изв. вузов. Радиофиз.* **40** 780 (1997)
86. Андропова И А, Геликонов В М, Геликонов Г В *Изв. вузов. Радиофиз.* **41** 1448 (1998)
87. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **84** 145 (1998)
88. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **86** 505 (1999)
89. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **86** 513 (1999)
90. Szafraniec B, Sanders G A J *Lightwave Tech.* **17** 579 (1999)
91. Ruffin P B, Baeder J, Sung C S *Opt. Eng.* **40** 605 (2001)
92. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **91** 130 (2001)
93. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **91** 676 (2001)
94. Малькин Г Б, Позднякова В И *Радиотехника и электроника*. **47** 633 (2002)
95. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **94** 333 (2003)
96. Выгодский М Я *Справочник по элементарной математике* (М.: Наука, 1982)
97. Martinelli M, Vavassori P *Opt. Commun.* **80** 166 (1990)
98. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* 2-е изд. (М.: Наука, 1979)
99. Новиков М А *Изв. вузов. Радиофиз.* **32** 258 (1989)
100. Малькин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **80** 280 (1996)
101. Гинзбург В Л *ЖТФ* **14** 181 (1944)
102. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: ГИФМЛ, 1960)
103. Железняков В В, Кочаровский В В, Кочаровский Вл В *УФН* **141** 257 (1983)
104. Rashleigh S C, Ulrich R *Opt. Lett.* **3** 60 (1978)
105. Lefevre H C *Electron. Lett.* **16** 778 (1980)
106. Ulrich R, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., Cambridge, Mass., USA, November 9-11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sci., Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 52
107. Ulrich R, Simon A *Appl. Opt.* **18** 2241 (1979)

108. Barlow A J, Ramskov-Hansen J J, Payne D N *Appl. Opt.* **20** 2962 (1981)
109. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Оптика и спектроскоп.* **88** 477 (2000)
110. Marcuse D *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic Press, 1974)
111. Marcuse D *Bell System Tech. J.* **54** 985 (1975)
112. Kaminow I P *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17** 15 (1981)
113. Rashleigh S C J. *Lightwave Tech.* **LT-1** 312 (1983)
114. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Оптика и спектроскоп.* **83** 843 (1997)
115. Кочаровский В В и др. *Изв. РАН. Сер. Физ.* **62** 362 (1998)
116. Суворов Е В *Изв. вузов. Радиофиз.* **14** 1320 (1972)
117. Аззам Р, Башара Н *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981) [Azzam R M A, Bashara N M *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1977)]
118. Poincaré H *Théorie mathématique de la lumière* Vol. II (Paris: G. Carré, 1892) p. 275
119. Wiener N *Acta Math.* **55** 117 (1930)
120. Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
121. Hurwitz H (Jr), Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 493 (1941)
122. Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 500 (1941)
123. Катаевская И В, Кундикова Н Д *Квантовая электрон.* **22** 959 (1995)
124. Simson J K et al. *J. Lightwave Tech.* **LT-1** 370 (1983)
125. Бычков А В и др., в сб. *Тезисы докл. V Всесоюз. конф. "Волоконно-оптические системы передачи"* (М., 1988) Секция 2, с. 42
126. Арутюнян З Ю и др., в сб. *Тезисы докл. V Всесоюз. конф. "Волоконно-оптические системы передачи"* (М., 1988) Секция 3, с. 7
127. Varnham M P, Birch R D, Payne D N, in *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication and 11th Europ. Conf. on Optical Communication* (Genova, Italy: Istituto Internazionale delle Comunicazioni, 1985) p. 135
128. Tomita A, Chiao R Y *Phys. Rev. Lett.* **57** 937 (1986)
129. Frins E M, Dultz W J. *Lightwave Tech.* **15** 144 (1997)
130. Харламов С А, частное сообщение
131. Krobka N I, in *The 2nd Saint Petersburg Intern. Conf. on Gyroscopic Technology and Navigation, Saint Petersburg, 24–25 May 1995 Pt. II* (St. Petersburg, 1995) p. 99
132. Киттель И, Найт У, Рудерман М *Берклевский курс физики Т. 1 Механика* (М.: Наука, 1975) [Kittel Ch, Knight W D, Ruderman M A *Berkeley Physics Course Vol. 1 Mechanics* (New York: McGraw-Hill, 1965)]
133. Журавлев В Ф *Основы теоретической механики* (М.: Наука, 1997) с. 59
134. Малыкин Г Б *УФН* **169** 585 (1999)
135. Малыкин Г Б *ПММ* **63** 775 (1999)
136. Журавлев В Ф *ПММ* **60** 323 (1996)
137. Жбанов Ю К, Журавлев В Ф *Изв. АН СССР. Механика твердого тела* (1) 9 (1978)
138. Амелькин Н И *Изв. РАН. Механика твердого тела* (2) 12 (2003)
139. Неймарк Ю И, Фуфаев Н А *Динамика негोलомных систем* (М.: Наука, 1967)
140. Малыкин Г Б, Неймарк Ю И *Письма в ЖТФ* **24** (11) 22 (1998)
141. Малыкин Г Б, Неймарк Ю И *Изв. вузов. Радиофиз.* **41** 1125 (1998)
142. Малыкин Г Б, Неймарк Ю И *ЖТФ* **68** (11) 128 (1998)
143. Емельянова И С, Малыкин Г Б, в сб. *Математика и кибернетика 2003: Юбилейная науч.-тех. конф. ф-та ВМК ННГУ и НИИ ПМК, Нижний Новгород, 28–29 ноября 2003 г.* (Под ред. В П Савельева и др.) (Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2003) с. 139
144. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **95** 646 (2003)
145. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **97** (2004) (в печати)
146. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **84** 515 (1998)
147. Алексеев Э И и др. *Радиотехника и электрон.* **41** 762 (1996)
148. Johnson M *Appl. Opt.* **18** 1288 (1979)
149. Новиков М А *Радиотехника и электрон.* **21** 903 (1976)
150. Новиков М А *Оптика и спектроскоп.* **61** 424 (1986)
151. Sun K-X et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3053 (1996)
152. Beyersdorf P T, Fejer M M, Byer R L *Opt. Lett.* **24** 1112 (1999)
153. Beyersdorf P T, Fejer M M, Byer R L *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1354 (1999)
154. Traeger S et al. *Opt. Lett.* **25** 722 (2000)
155. Staroverova M E, in *Proc. of the Intern. Conf. "Geometrization of Physics III", Kazan State Univ., Kazan, 1–5 October 1997*, p. 153
156. Bashkov V I, Sintsova Yu V *Gravitation Cosmology* **5** 319 (1999)
157. Bashkov V I, Sintsova Yu V *Rep. Math. Phys.* **48** 353 (2001)
158. Bashkov V I, Staroverova M E *Изв. вузов. Физика* **45** (6) 95 (2002)
159. Кочаровский Вл В "Линейное взаимодействие электромагнитных волн в неоднородных анизотропных средах", дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Горький: ИПФ РАН, 1985) с. 42
160. Rivlin L A *Quantum Semiclas. Opt.* **10** 299 (1998)

Geometric phases in single-mode optical fibers and fiber ring interferometers

G.B. Malykin

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Ulyanova 46, 603950 Nizhniy Novgorod, GSP-120, Russian Federation
Tel. (7-8312) 16-48 70*

E-mail: malykin@mail.nnov.ru; malykin@ufp.appl.sci-nnov.ru

V.I. Pozdnyakova

*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhniy Novgorod, GSP-105, Russian Federation
Tel. (7-8312) 67-57 32*

E-mail: vera@ipm.sci-nnov.ru

Various geometric phases observed in single-mode optical fibers (SMOFs) and fiber ring interferometers (FRIs) are reviewed, including: the Pancharatnam phase resulting from the cyclic evolution of radiation polarization state (RPS) in SMOFs; the Rytov–Vladimirskii phase (RVP) caused by the Rytov effect (polarization plane rotation due to the noncoplanar winding of an SMOF); and nonreciprocal phase difference between counter waves (NRPCW) and the nonreciprocal geometric phase of counter waves, both due to the FRI polarization nonreciprocity. It is shown that the Pancharatnam phase for an arbitrary PRS generally differs from the actual light phase change both in circular-birefringence and linear-birefringence media. It is also shown that the RVP, which is geometric in origin, can in principle be considered as a dynamic phase. One further result is that NRPCW can be considered as resulting from the Poincaré-sphere-mapped evolution of the RPS in Ginzburg's orthogonal helically polarized modes in a FRI-contour SMOF. A number of experiments are analyzed in which an FRI geometric phase (a change in the RVP and in Rytov's angle with SMOF helicoidal winding step) was detected.

PACS numbers: 03.65.Vf, 42.81.Gs, 42.87.Bg

Bibliography — 160 references

Received 30 July 2003, revised 13 October 2003