

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Асимптотические выражения для собственных чисел волноводных мод волоконного световода со ступенчатым профилем показателя преломления

Первой теоретической работой в области диэлектрических волноводов, по-видимому, можно считать статью Д. Хондроса и П. Дебая [65], а первой экспериментальной – О. Шривера [66]. Одной из первых публикаций, в которой рассматривается решение характеристического уравнения для волноводных мод диэлектрического цилиндрического световода, является статья Е. Снитцера [67], в которой, в частности, обобщены формулы для приближенного вычисления собственных чисел волноводных мод, а также определены основные характеристики распространения мод. В последствии, различные способы решения характеристического уравнения, а также полезные асимптотические формулы для собственных чисел волноводных мод многомодовых волоконных световодов представлены в монографиях [1-6]. Характеристическое или дисперсионное уравнение для диэлектрического цилиндрического двухслойного световода со ступенчатым профилем показателя преломления для гибридных волноводных мод, обозначаемых как $HE_{l,s}$ и $EH_{l,s}$, где l, s - азимутальный и радиальный индекс моды, имеет вид [1-6,67]:

$$\left(\frac{1}{w} \frac{K'_l(w)}{K_l(w)} + \frac{1}{u} \frac{J'_l(u)}{J_l(u)}\right) \left(\frac{n_2^2}{w} \frac{K'_l(w)}{K_l(w)} + \frac{n_1^2}{u} \frac{J'_l(u)}{J_l(u)}\right) = \left(\frac{V^2}{u^2 w^2}\right)^2 \frac{l^2 \beta^2}{k_0^2}, \quad (1.1.1)$$

где $J_l(u)$, $K_l(w)$, $J'_l(u)$, $K'_l(w)$ - функции Бесселя, модифицированные функции Ханкеля и их производные по аргументам u , w соответственно, $k_0 = 2\pi/\lambda$ - величина волнового вектора в вакууме, λ - длина волны излучения, n_1, n_2 - показатели преломления сердцевины и оболочки. Величины u , w связаны с осевой постоянной распространения β и приведенной частотой V согласно формулам:

$$u = r_0(n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (1.1.2)$$

$$w = r_0(\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{1/2} \quad (1.1.3)$$

$$V = r_0 k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (1.1.4)$$

где r_0 - радиус сердцевины световода. Для поперечных волн ($TE_{0,s}$, $TM_{0,s}$) характеристические уравнения имеют вид:

$$\frac{1}{w} \frac{K'_1(w)}{K_0(w)} + \frac{1}{u} \frac{J'_1(u)}{J_0(u)} = 0 \quad \text{для } TE_{0,s} \quad (1.1.5)$$

$$\frac{n_2^2}{n_1^2 w} \frac{K_1'(w)}{K_0(w)} + \frac{1}{u} \frac{J_1'(u)}{J_0(u)} = 0 \text{ для } TM_{0,s} \quad (1.1.6)$$

Уравнения (1.1.1), (1.1.5), (1.1.6) можно решить численными методами, но в этом случае невозможно получить аналитические выражения для описания какого-либо эффекта в ВС, соответственно, будет усложнен анализ получаемых результатов. В качестве простейших приближений для собственных чисел как гибридных, так и поперечных волн, в [1-4,67] использованы соответствующие нули функций Бесселя. Такой подход позволяет получить правильные оценки для величины собственных чисел и постоянных распространения волноводных мод, однако фактически не связан с параметрами световода. То есть в таком приближении собственные числа, соответственно и постоянные распространения не зависят ни от радиуса сердцевины, ни от показателей преломления n_1 , n_2 , ни от длины волны излучения. Поэтому указанные формулы не пригодны для вычисления дисперсии, поляризационных и других характеристик световода. Существуют и более совершенные асимптотические формулы, лишенные указанного недостатка. Отметим наиболее удачное решение [68]:

$$u_p(V) = u_p(\infty) \exp(-1/V) \quad (1.1.7)$$

где u_p - собственное число волноводных мод $HE_{l+1,p}$ и $EH_{l-1,p}$ при нормированной частоте V , $u_p(\infty) \equiv u_p(V \rightarrow \infty)$, которые являются корнями соответствующих функций Бесселя $J_{l\pm 1}(z)$. Главный недостаток формулы (1.1.7) заключается в том, что собственные числа $HE_{l+1,p}$ и $EH_{l-1,p}$ мод оказываются вырожденными, поэтому формула (1.1.7) не позволяет определить разность постоянных распространения волноводных мод, образующих линейно поляризованные (LP) модовые группы. Возможность решения уравнения (1.1.1) методом линеаризации отмечено в [5]. Однако арифметические формулы, аналогичные (1.1.7), но основанные на линеаризации уравнения (1.1.1) в литературе не приводятся.

Особо следует отметить работы [69-70] в которых приведено строгое с математической точки зрения рассмотрение краевой задачи для диэлектрических волноводов.

Для расчета разности собственных чисел Δu волноводных мод, образующих линейно поляризованные модовые группы в ВС со ступенчатым ППП в [2] приведена следующая формула:

$$\frac{\Delta u}{u_{i\pm l,j}} = -\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2 V}, \quad (1.1.8)$$

однако, как будет показано ниже (п. 2.2), формула (1.1.8) не позволяет корректно оценить Δu в многомодовом ВС.

Математические выражения для напряженностей электромагнитного поля волноводных мод приведены во многих научных статьях 60-х – 70-х годов прошлого века. Обобщение существовавшего научного материала также дано в монографиях [1-6].

Ввод в ВС и выход излучения из ВС со ступенчатым ППП рассмотрен в работах А. Снайдера [71] и Н.С. Капани [4]. Выражения, полученные в [71], представляющие собой произведения и суммы бесселевых функций, для коэффициентов возбуждения волноводных мод плоской электромагнитной волной далее цитируются и используются в п. 2.2. Расчету и анализу распределений интенсивности выходящего из ВС излучения посвящена отдельная глава. В частности, в [4] отмечено, что для волноводных мод высокого порядка «картина излучения волновода оказывается подобной дифракционной картине светораспределения системы для когерентных плоских волн, падающих из всех азимутов при угле u_2 на отверстие с радиусом R_c в непрозрачном экране». В цитате из [4] использованы следующие обозначения: R_c - радиус сердцевинной ВС, u_2 - угол, соответствующий направлению на главный максимум.

1.2. Поляризационные свойства многомодовых волоконных световодов

В настоящее время хорошо развита теория для описания поляризационных явлений в одномодовых и маломодовых волоконных световодах, в том числе для ВС с эллиптической сердцевинной. Это обусловлено тем, что одномодовые световоды широко используются в системах передачи данных и поляризационная дисперсия снижает пропускную способность волоконно-оптических линий связи. Поэтому целью большинства работ является создание теории и технологии, позволяющих снизить поляризационную дисперсию без существенного увеличения стоимости световода. Световоды с эллиптической сердцевинной, а также некоторые другие виды ВС используются для передачи поляризованного излучения. Поэтому теория распространения излучения в таких световодах была создана с учетом практического применения. Основные теоретические закономерности, касающиеся поляризационных явлений в ВС, обобщены в обзоре [10].

Поляризационные свойства многомодовых волоконных световодов изучены не достаточно подробно. Известно сравнительно небольшое количество научных работ, в которых представлены теоретические или экспериментальные исследования поляризационных свойств многомодовых ВС. Возможно, первой работой в этой области является статья В.Б. Вейнберга, Д.К. Сагтарова [72], в которой были определены

индикатрисы рассеяния (диаграммы направленности выходящего из ВС излучения) и деполяризации для ВС со ступенчатым ППП, и установлено, что максимальную степень линейной поляризации имеет излучение, входящее вблизи оси ВС. В середине 70-х была создана лучевая теория деполяризации света цилиндрическими двухслойными ВС [73]. В [73] на основании рассмотрения прохождения лучей через диэлектрический двухслойный цилиндр была получена формула для интегральной степени линейной поляризации p светового потока на выходе световода. Для малых углов, согласно [73]:

$$p = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{2\pi}}{2au_c} C(au_c) \quad (1.2.1)$$

где u_c - угол луча относительно оси ВС, $a = d(1-n^2)^{1/2}/D_c$, d - длина ВС, D_c - диаметр сердцевины, $n = n_0/n_c$ - относительный показатель преломления, n_0 , n_c - показатели преломления оболочки и сердцевины, C - интегральный косинус. В последствии, лучевая теория получила дальнейшее развитие в работах [71-76]. Обобщение научных статей [71-76] дано в монографии [77]. Лучевая теория позволила объяснить эффект деполяризации распространяющегося по ВС излучения, а также правильно описала тенденцию уменьшения степени поляризации при увеличении угла распространения луча относительно оси ВС. Кроме того, в [73] экспериментально продемонстрирована возможность передачи поляризованного излучения в ВС со ступенчатым ППП с диаметром 100 мкм на расстояние 0.7 м. Однако лучевая теория не позволяет описать все основные поляризационные свойства ВС. Согласно лучевой теории:

$$\lim_{L \rightarrow \infty} p = 1/2 \quad (1.2.2)$$

где L - длина ВС, что не согласуется с экспериментальными данными: в световодах большой длины интегральная степень поляризации близка к нулю. При угле распространения $u_c \rightarrow 0$, т.е. по оси ВС, длина, на которой происходит деполяризация излучения, бесконечно велика, что также не согласуется с экспериментом. Кроме того, с помощью лучевой теории невозможно описать зависимость степени линейной поляризации в дальней зоне дифракции от угла выхода излучения, так как лучи с различными направлениями в ДЗД нельзя считать интерферирующими.

Для градиентных волоконных световодов волновая теория (или «волноводная») поляризационных эффектов описана в [78]. Для ВС, в которых доминирует наведенное двулучепреломление, теоретический подход и экспериментальные данные приведены в [79]. Интересные экспериментальные данные о деполяризации излучения многомодовых ВС представлены в [80-81]. Реализация возможности передачи поляризованного излучения с

использованием многомодовых ВС технически реализована в [82] с применением специальных волоконно-оптических разъемов, практически не создающих наведенного двулучепреломления и специальных пространственных фильтров. Волновая теория деполаризации излучения, основанная на волноводных свойствах линейно поляризованных модовых групп до настоящего времени не была создана.

Возникновение спектрально-поляризационных биений в двулучепреломляющих одномодовых ВС является хорошо известным эффектом. Результаты подробных исследований приводятся, например в [83-87]. Влияние локального дефекта одномодового ВС, приводящего к энергообмену мод двух ортогональных поляризаций, на спектрально-поляризационные характеристики ВС рассмотрено в [88]. В [88] изменение пространственного расположения точки энергообмена использовалось для измерения длины волны биений мод. Влияние неоднородностей одномодовых ВС, обусловленных случайным кручением осей собственного линейного двулучепреломления на параметры волоконно-оптических кольцевых интерферометров, описано в [89-94]. В указанных работах, в частности в [93-94], представлен подробный обзор литературы.

1.3. Статистические характеристики спекл-структур и модового шума излучения волоконных световодов

Исследованию спекл-структур волоконных световодов в 70-х – 80-х годах прошлого века было посвящено большое количество научных статей в различных журналах. Однако, как показали исследования, статистические характеристики спекл-структур излучения ВС практически не отличаются от статистических характеристик СПС излучения, рассеянного оптически неоднородной поверхностью, например шероховатой. Поэтому результаты теоретических и экспериментальных исследований спекл-структур рассеяния шероховатыми поверхностями, хорошо представленные в литературе, могут быть применены для оценки характеристик СПС излучения ВС. В частности, подробное описание свойств СПС дано в монографиях [95,96]. Обзор литературы по параметрам СПС излучения световодов приведен в [97]. Следует отметить два важных свойства пространственных характеристик СПС в ДЗД, описанные, в частности, в указанной литературе: функция плотности вероятности распределения интенсивности описывается отрицательной экспонентой, а характерный угловой размер спекл-пятна в ДЗД оценивается величиной λ/d , где d - диаметр когерентного светового пучка на рассеивающей поверхности. Однако, как будет показано в гл. 4, такой подход для волоконных световодов не всегда дает корректный результат.

Практический интерес к спекл-структурам излучения ВС был вызван, прежде всего, необходимостью исследования модового шума ВС, являющегося причиной ухудшения качества передачи сигналов по многомодовым ВС. Эффект модового шума подробно рассмотрен в многочисленных статьях и обзорах, как, например, [98-104]. Методика определения отношения сигнал-шум (ОСШ) и ОСШ для различных ВС даны, в частности, в [97-104]. Известны некоторые способы подавления модового шума, как, например [94-108], каждый из которых имеет свои достоинства и недостатки.

Влияние шероховатости торцевых поверхностей волоконного световода, а также оптических вихрей в ВС на пространственные характеристики спекл-структур и параметры модового шума никем не исследовались.

1.4. Оптические вихри в волоконных световодах

Вихревая пространственно-временная структура характерна многим физическим процессам и объектам. В частности, в оптике сформировалась новая область, называемая оптикой винтовых полей или сингулярная оптика [109]. Основные свойства оптических вихрей рассмотрены в обзоре [109]. Появление оптических вихрей связывают с появлением особых точек, называемых винтовыми дислокациями по аналогии с дефектами кристаллической решетки твердых тел [109]. В окрестности винтовой дислокации первого порядка амплитуду электромагнитной волны можно представить в виде [110]:

$$A = Cr \exp(\pm i\alpha) \quad (1.4.1)$$

где C - константа, r - расстояние от точки дислокации, α - азимутальный угол. Для дислокаций более высокого порядка выражение (1.4.1) переходит в [110]

$$A = Cr \exp(\pm il\alpha) \quad (1.4.2)$$

где l - порядок дислокации. Оптические вихри наблюдаются в различных оптических системах, как, например, турбулентной атмосфере, лазерах, голографических фильтрах, цилиндрических световодах. Вследствие зависимости фазы вихря от азимутального угла, при интерференции с расходящейся волной, образуется спиралеобразная интерференционная картина. Для интерферограммы одиночных оптических вихрей характерно ветвление спеклообразной структуры [109]. Одним из практических применений оптических вихрей является их использование в системах манипулирования микрообъектами [15]. Известно, что в волоконных световодах также могут возникать и распространяться волны с вращающимся волновым фронтом – оптические вихри [111-119], специфические свойства которых представляют интерес для создания принципиально новых технических устройств и технологий [15,120]. Теоретически волоконные световоды могут служить источником

оптических вихрей с заданными параметрами [121-122]. Однако в реальных многомодовых ВС получить одиночный оптический вихрь представляет серьезную сложность вследствие влияния несовершенств световода [123]. По-видимому, первой опубликованной работой, в которой была описана спиралеобразная интерференционная картина при взаимодействии расходящегося излучения и излучения, выходящего из многомодового волоконного световода является статья [124].

Вопрос интерференции большого числа оптических вихрей волоконного световода в литературе не рассматривается, хотя известны работы в области дифракции оптических вихрей, как, например [125]. Таким образом, вопрос влияния оптических вихрей на спекл-структуру излучения ВС, фактически, является не изученным.

1.5. Угловые передаточные характеристики волоконных световодов, влияние рассеяния на торах световода на характеристики выходящего излучения, рассеяние на шероховатых поверхностях

При использовании лучевого приближения (или приближения геометрической оптики), описывающего распространения излучения в волоконных световодах в виде траектории движения лучей, предполагается, что все лучи, имеющие угол ввода γ меньше апертурного угла γ_c будут далее распространяться в световоде. То есть, такая модель, предполагает простейшую угловую передаточную характеристику (УПХ) $T(\gamma)$:

$$T(\gamma) = \begin{cases} 1 & \gamma \leq \gamma_c \\ 0 & \gamma > \gamma_c \end{cases} \quad (1.5)$$

С учетом немеридиональных (или «косых») лучей, расчетные УПХ описываются более сложными выражениями [3-4]. Сведения о экспериментально измеренных УПХ для реальных многомодовых волоконных световодов в литературе не найдены. Как будет показано в гл. 5, реальные УПХ существенно отличаются от зависимости (1.5), а также от зависимостей, учитывающих распространение немеридиональных лучей. Для объяснения отличия диаграммы выходящего излучения от расчетной использовался подход, основой которого является различное затухание различных волноводных мод – так называемые дифференциальное модовое затухание. Сведения о дифференциальных характеристиках многомодовых ВС и методах их измерения приведены в обзоре [9]. Хотя такой подход не связан с физическими процессами, и не объясняет причину различного затухания волноводных мод, теоретически может использоваться для расчета диаграммы направленности и других параметров ВС. Однако на практике, такой подход не применим

для прикладных расчетов по двум причинам. Во-первых, для различных ВС параметры дифференциального затухания различные, причем зависимость коэффициента затухания от типа или номера моды также различна для разных ВС. Кроме того, коэффициенты затухания мод являются нелинейными функциями от длины световода. То есть, для расчетов параметров ВС с учетом затухания необходимо знать большое количество коэффициентов, определяемых экспериментально. Во-вторых, с использованием дифференциальных коэффициентов затухания можно определить изменение мощностей заданных модовых групп при изменении длины световода, соответственно изменение диаграммы направленности выходящего излучения, если известна ДН при какой-либо длине ВС. Но такой подход не позволяет объяснить и описать изменение углового распределения вблизи входного торца. Полагают, что изменение полуширины ДН при вводе излучения в ВС происходит «скачком» [126], объяснения которому не существовало. Соответственно, знания всех дифференциальных коэффициентов затухания не достаточно для того, чтобы вычислить диаграмму направленности излучения ВС. Аналогичная сложность возникает и при использовании наиболее общего описания передаточных характеристик ВС [127].

Влияние шероховатости или оптической неоднородности поверхности торцов световодов на характеристики выходящего излучения практически не исследовалось. В литературе приводятся данные об ухудшении эксплуатационных свойств волоконно-оптических устройств при рассеивающих торцевых поверхностях. Так, например, в [128] отмечалось значительное уменьшение глубины модуляции сигнала, вызываемое изменением модового состава при периодической деформации ВС; в [129] отмечено уменьшение мощности вводимого излучения в ВС при некачественном сколе торца в 4 раза. Уменьшение эффективности ввода и изменение угловой передаточной характеристики при шероховатой поверхности входного торца ВС является очевидным эффектом, который понятен и из общих соображений. Однако расчет характеристик световодов с рассеивающими торцевыми поверхностями (входной или выходной поверхности) ранее ни кем не выполнялся. Также очевидно, что такой расчет невозможно выполнить без сведений об индикатрисах рассеяния шероховатых поверхностей.

Описание свойств индикатрис рассеяния света шероховатыми поверхностями, достаточное для необходимых оценок, дано в [130-131].