

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ЭКСТИНЦИИ ПАРЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ

А.В.Листвин

При разработке высокочувствительных волоконно-оптических гироскопов возникает необходимость в создании поляризаторов с чрезвычайно большим коэффициентом экстинции (~ 100 дБ) [1,2]. Наиболее подробно исследованы волоконно-оптические поляризаторы с металлической пленкой и диэлектрическим буферным слоем, в которых получено максимальное на сегодняшний день значение коэффициента экстинции ~ 76 [2] и ~ 80 дБ [3]. В то же время хорошо известно, что если поляризующая способность поляризатора ограничивается не эффектами деполяризации излучения, а величиной коэффициента экстинции, то ее можно улучшить, используя пару поляризаторов [4]. Поэтому учитывая, что необходимую для высокочувствительных гироскопов степень поляризованной фильтрации излучения не удастся достичь с помощью одного волоконно-оптического поляризатора, представляет интерес рассмотреть возможность решения этой задачи за счет использования нескольких установленных последовательно поляризаторов.

Матрица Джонса поляризатора с произвольным видом поляризационной анизотропии представляется в виде [1]:

$$\hat{F} = \hat{W} \hat{\Lambda} \hat{V}, \quad (1)$$

где \hat{W} и \hat{V} — унитарные матрицы, $\hat{\Lambda}$ — диагональная матрица с собственными числами $\tau_{\max}^{1/2}$ и $\tau_{\min}^{1/2}$ — главными амплитудными коэффициентами пропускания поляризатора.

Такое представление матрицы Джонса физически означает, что поляризатор с произвольным видом поляризационной анизотропии оптически эквивалентен линейному поляризатору с потерями τ_{\max}^{-1} и коэффициентом экстинции τ_{\min}^{-1} , помещенному между двумя эллиптическими фазовыми пластинками, описываемыми матрицами Джонса \hat{W} и \hat{V} . От параметров поляризационной анизотропии этих пластинок зависят состояния поляризации излучения на входе и выходе поляризатора, соответствующие его максимальному и минимальному пропусканию. Однако, как показано в [1],

степень поляризацiонной фильтрации излучения во взаимной схеме кольцевого интерферометра определяется только отношением главных амплитудных коэффициентов пропускания поляризацiонного фильтра и не зависит от выделяемого им состояния поляризации излучения. Поэтому в этой работе мы ограничимся расчетом только главных коэффициентов пропускания пары поляризаторов.

Найдем связь между главными коэффициентами пропускания $\tau_{0,\max}$ и $\tau_{0,\min}$ пары поляризаторов, описываемых матрицей Джонса

$$\hat{F}_0 = \hat{F}_2 \hat{F}_1 \quad (2)$$

и главными коэффициентами пропускания $\tau_{i,\max}$ и $\tau_{i,\min}$ ($i = 1, 2$) отдельных поляризаторов, описываемых соответственно матрицами Джонса \hat{F}_1 и \hat{F}_2 . Используя разложение (1) для матриц \hat{F}_0 , \hat{F}_1 и \hat{F}_2 и учитывая, что детерминант произведения матриц равен произведению их детерминантов, а также то, что для унитарных матриц $|\det \hat{W}_i| = |\det \hat{V}_i| = 1$ и $\det \hat{\lambda}_i = \tau_{i,\max}^{1/2} \tau_{i,\min}^{1/2}$, из (2) находим:

$$\tau_{0,\max} \tau_{0,\min} = \tau_{1,\max} \tau_{2,\max} \tau_{1,\min} \tau_{2,\min}. \quad (3)$$

Для каждого поляризатора выполняется условие $\tau_{i,\max} \gg \tau_{i,\min}$; кроме того, если они не скрещены, то это условие выполняется и для всей пары. Поэтому из (3) можно сделать вывод о том, что минимальный коэффициент пропускания $\tau_{0,\min}$ пары поляризаторов пропорционален произведению двух малых величин $\tau_{1,\min}$ и $\tau_{2,\min}$ — минимальных коэффициентов пропускания отдельных поляризаторов. Из (3) также видно, что для того чтобы рассчитать $\tau_{0,\min}$, достаточно найти (что значительно проще) другой главный коэффициент пропускания — $\tau_{0,\max}$.

Предположим, что поляризаторы не скрещены, а съюстированы с помощью установленного между ними волоконно-оптического управителя поляризации [5] так, что почти вся мощность излучения, прошедшая через разрешенное направление первого поляризатора, проходит через разрешенное направление второго. Тогда при расчете $\tau_{0,\max}$ можно пренебречь мощностью излучения, проходящей через запрещенные направления поляризаторов, и представить его в виде

$$\tau_{0,\max} = \xi \tau_{1,\max} \tau_{2,\max}, \quad (4)$$

где ξ — коэффициент порядка единицы, зависящей от точности юстировки поляризаторов друг относительно друга.

Подставив (4) в (3) для минимального коэффициента пропускания пары поляризаторов, получим

$$\tau_{0,\min} = \xi^{-1} \tau_{1,\min} \tau_{2,\min}. \quad (5)$$

Для оценки главных коэффициентов пропускания пары поляризаторов необходимо задать значения главных коэффициентов пропускания отдельных поляризаторов и точностью их юстировки друг относительно друга. Наиболее просты в изготовлении поляризаторы с оптически "толстой" металлической пленкой [6], в них $\tau_{i,\max}^{-1} = 0.5$ дБ и $\tau_{\min}^{-1} = 50$ дБ. Как показано в [7], при сварке волокон разрешенное направление волоконно-оптического поляризатора может быть выставлено с точностью до 1%. В качестве оценки сверху положим $\xi=0.9$. Подставляя эти значения в (4) и (5), для пары поляризаторов находим величину потерь $\tau_{0,\max}^{-1} = 1.5$ дБ и коэффициент экстинкции $\tau_{0,\min}^{-1} = 99.5$ дБ.

Таким образом, для пары относительно простых в изготовлении волоконно-оптических поляризаторов ожидаемое значение коэффициента экстинкции значительно больше, чем было достигнуто на сегодняшний день в лучших экспериментальных реализациях волоконно-оптических поляризаторов.

Из проведенного выше анализа, основанного на формализме матриц Джонса, следует, что коэффициент экстинкции неограниченно возрастает с увеличением числа поляризаторов. Однако поляризационные характеристики любого элемента могут быть описаны с помощью передаточной матрицы размерности 2×2 — матрицы Джонса только в отсутствие эффектов деполяризации, обусловленных рассеянием излучения. Поэтому увеличивать коэффициент экстинкции за счет увеличения числа поляризаторов можно лишь до некоторого фундаментального предела, определяемого степенью пространственной фильтрации основной HE_{11} моды световода. Это предельное значение коэффициента экстинкции, учитывая результаты, полученные в [2] и [3], по крайней мере больше 80 дБ.

Список литературы

- [1] Листвин В.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. В. 4. С. 458.
- [2] Willsch R. // Electron. Lett. 1990. V. 26. P. 779.
- [3] Андреев А.П., Козлов В.А., Кузнецов А.В., Максимов А.В. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. В. 7. С. 711.
- [4] Шерклифф У. Поляризованный свет. М., 1965.

- [5] *Lafevre H.C.* // Electron. Lett. 1980. V. 16. N 20. P. 779.
- [6] *Геликонов В.М., Гусовский Д.Д., Коноплев Ю.Н., Леонов В.И., Мамаев Ю.А., Туркин А.А.* // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. В. 1. С. 87.
- [7] *Carey S.* // Electron. Lett. 1991. V. 27. N 11. P. 988.

Институт радиоэлектроники
и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
27 августа 1994 г.
