

Магнитно-индуцированная нефарадеевская невзаимность

в волоконно-оптическом гироскопе

В.Н.Логозинский

Аннотация

Обнаружена оптическая фазовая невзаимность, вызванная магнитно-индуцированной деформацией моды оптического волокна. Эта невзаимность определяет предельную устойчивость волоконно-оптического гироскопа к магнитному полю.

Введение

«Фарадеевская» невзаимность (разность фаз встречных волн во внешнем магнитном поле) проявляется в волоконно-оптическом гироскопе (ВОГ) как один из основных источников погрешности [1,2]. Ожидалось, что ВОГ на основе двулучепреломляющего волокна будет не чувствителен к магнитному полю, т.к. в контуре распространяются линейно поляризованные моды. Однако, из-за наличия продольной скрутки волокна, они обладают небольшой эллиптичностью, и фарадеевская невзаимность не исчезает полностью [2].

В датчиках вращения [3], интенсивности поляризационных мод примерно одинаковы. В этих модах знаки фарадеевской невзаимности различны, и чувствительность к магнитному полю уменьшена. Полностью она устраняется, если точно уровнять интенсивности мод. Для этого ось пропускания поляризатора ориентировалась по сигналу в магнитном поле.

В датчиках с устраненной фарадеевской невязимностью обнаружен отклик на ортогональное оси волокна магнитное поле. Он практически не зависит от ориентации поляризатора и пропорционален количеству витков волокна в ВОГ, что указывает на его нефарадеевский характер.

1. Фарадеевская невязимность

В скрученном анизотропном волокне существуют две эллиптически поляризованные моды с постоянными распространения [4]

$$\gamma_{1,2} = \beta \pm (\mathbf{b}^2 + \mathbf{t}^2)^{1/2} \quad (1)$$

где $\beta \pm \mathbf{b}$ - постоянные распространения мод без скрутки, \mathbf{b}/\mathbf{k} - двулучепреломление, \mathbf{k} – волновое число, \mathbf{t} – скорость скрутки.

При наложении продольного магнитного поля \mathbf{H}_z возникает дополнительное круговое двулучепреломление, а постоянные распространения зависят от направления распространения [2]

$$\gamma_{\pm 1,2} = \beta \pm (\mathbf{b}^2 + (\mathbf{t} \pm \mathbf{V}\mathbf{H}/2)^2)^{1/2} \quad (2)$$

где \mathbf{V} – константа Верде. Фазовая невязимность пропорциональна скрутке \mathbf{t}/\mathbf{b}

$$(\gamma_{1,2}^+ - \gamma_{1,2}^-) \mathbf{L} = \pm (\mathbf{t}/\mathbf{b}) \mathbf{V}\mathbf{H}\mathbf{L} \quad (3)$$

и в поляризационных модах равна по величине и противоположна по знаку, \mathbf{L} – длина участка волокна.

Рассмотрим фарадеевский отклик в конфигурации ВОГ (Рис.1) [3]. Все волоконно-оптические компоненты изготовлены из цельного отрезка двулучепреломляющего волокна. Оси двулучепреломления волокна в ответвителе не

ориентированы для упрощения технологии. Коэффициент передачи оптической схемы $T(\alpha_C, \alpha_P)$, нормированный на значение при $\alpha_C = \alpha_P = 0$, равен [5]

$$T(\alpha_C, \alpha_P) = \frac{1}{2} \{1 + \cos(2\alpha_C) \cdot \cos^2(2\alpha_P)\} \quad (4)$$

При $\alpha_P = 45^\circ$ пропускание в два раза меньше максимального значения, но не зависит от α_C , что позволяет изготовить датчик с нормированным сигналом. Ориентация оси пропускания поляризатора (α_P) осуществляется подкручиванием в нем тонкой перетяжки волокна [5] по критерию минимального влияния α_C на сигнал датчика ($dT/d\alpha_C=0$ при $\alpha_P = 45^\circ$). Получаемое при этом значение угла α_P близко к 45° и чувствительность датчика к магнитному полю уменьшается в соответствии с соотношением

$$\delta\varphi(\alpha_P, \alpha_C) = VHL \cdot \cos^2(\alpha_C) \cdot \cos(2\alpha_P) \cdot (t/b) / T(\alpha_C, \alpha_P) \quad (5)$$

которое отражает тот факт, что, вследствие низкой когерентности излучения, поляризационные моды образуют независимые контура. Как видно из (5) фарадеевский отклик максимален при $\alpha_P = 0$ или 90° и обращается в нуль при $\alpha_P = 45^\circ$. Однако, точность ориентации поляризатора при указанном выше критерии недостаточна для получения необходимого уровня устойчивости к магнитному полю. Большая точность достигается при ориентации поляризатора по минимуму чувствительности к магнитному полю, так как в этом случае крутизна зависимости $\delta\varphi(\alpha_P, \alpha_C)$ от α_P максимальна.

2. Минимизация магнитного отклика

Работа по улучшению устойчивости к магнитному полю проводилась при модернизации датчика ВГ941-3AS [3] для его применения в условиях сильных

магнитных полей. Образец помещался в соленоид (~ 100 Э) так, что ось соленоида лежала в плоскости контура (Рис 2а) и поворачивался вокруг оси чувствительности для получения максимального отклика. После этого измерялась зависимость отклика от ориентации оси поляризатора (α_p). Типичная зависимость приведена на рис. 3 (кривая 1). Амплитуда отклика менялась от образца к образцу в пределах 10 - 30 град/час·Э из-за случайного характера продольной скрутки волокна [2]. Характер зависимости примерно гармонический, что согласуется с теоретической зависимостью (5). Ориентация поляризатора фиксировалась в положении нулевого отклика. Практически достижимая степень подавления чувствительности к магнитному полю (30-50 раз) определялась температурной и временной стабильностью α_p .

После изготовления датчиков проводился контроль чувствительности к магнитному полю по всем трем ортогональным направлениям (рис. 2а, 2б). В то время как реакция на магнитное поле в плоскости контура практически отсутствовала, у всех образцов регистрировался хорошо воспроизводимый отклик ~ 3 град/ч·Э на магнитное поле ортогональное плоскости контура (вдоль оси чувствительности к угловой скорости (рис. 2б)).

Влияние ориентации поляризатора на этот «аномальный» отклик исследовалось в специально изготовленных для этой цели датчиках. Типичный результат измерения показан на рис. 3 (кривая 2). Видно, что зависимость от ориентации поляризатора практически отсутствует. Аналогичные измерения проводились также в датчиках с другой геометрией чувствительного контура (ВГ941-3В/ ~ 1400 витков $\varnothing 22$ мм, ВГ910/ ~ 500 витков $\varnothing 65$ мм). При анализе со-

вокупности экспериментальных данных было установлено, что отклик датчика примерно пропорционален количеству витков N волокна на катушке контура с коэффициентом пропорциональности $\delta\varphi/N \sim 0.001$ мкрад /виток·Э.

3. Нефарадеевская невзаимность

В поперечном магнитном поле свойства среды (волновода) не зависят от направления распространения [6]. Поэтому, разность фазовых набегов встречных волн может возникать вследствие расщепления их траекторий в плоскости контура из-за несимметричного смещения мод δx , пропорционального магнитному полю. Причем, смещение само по себе не приводит к фазовой невзаимности, а лишь в комбинации с изгибом волокна, как в контуре ВОГ.

Эффект смещения моды обсуждался для изогнутого волокна [7, 8] и для вращающегося волоконного контура [9]. В отличие от этих случаев, магнитное поле приводит к смещению моды, зависящему от направления распространения. Чтобы оценить величину смещения, найдем распределение поля моды прямого волокна в поперечном магнитном поле. В отсутствии магнитного поля вектор индукции равен $\mathbf{D} = \mathbf{n}^2\mathbf{E}$, и волновое уравнение имеет вид [10]

$$\Delta\mathbf{E}_0 + \mathbf{n}^2\mathbf{k}^2\mathbf{E}_0 = \mathbf{0} \quad (6)$$

($\Delta = \nabla^2$, ∇ - оператор Лапласа). Оно получается из уравнений Максвелла при условии $\nabla\mathbf{E}_0 = 0$ (малое изменение показателя преломления на длине волны). Используем следующую систему координат: ось z направлена вдоль оси волокна, ось x – в плоскости контура, ось y – ортогональна плоскости контура. Для вол-

ны, распространяющейся вдоль оси z (зависимость - $\exp(i\beta z)$), продольная компонента поля E_{oz} связана с поперечной компонентой E_{ox} соотношением

$$E_{oz} = - (i/\beta)\partial E_{ox}/\partial x \quad (7)$$

В гауссовом приближении решение уравнения (6) для поперечной компоненты поля имеет вид

$$E_{ox}(x,y) = \exp\{-(x^2+y^2)/2w_0^2\} \quad (8)$$

Соответственно, для продольной компоненты поля получим

$$E_{oz}(x,y) = i(x/\beta w^2)E_{ox}(x,y) \quad (9)$$

В магнитном поле вектор индукции равен

$$\mathbf{D} = n^2\mathbf{E} + i(\mathbf{g} \times \mathbf{E}) \quad (10)$$

где $\mathbf{g} = \mathbf{V}H\lambda n/\pi$ – вектор гирации [6], а волновое уравнение, получаемое из уравнений Максвелла с учетом того, что теперь $\nabla \mathbf{E} = (i/n^2)(\mathbf{g} \times \mathbf{E})$, приобретает вид

$$\Delta \mathbf{E} + n^2 k^2 \mathbf{E} = \nabla(\nabla \mathbf{E}) - i k^2 (\mathbf{g} \times \mathbf{E}) \quad (11)$$

Откуда для поперечной компоненты поля находим

$$\Delta E_x + n^2 k^2 E_x = - i g k^2 E_z - i g/n^2 \cdot \partial^2 E_z / \partial x^2 + i g/n^2 \cdot \partial^2 E_x / \partial x \partial z \quad (12)$$

Подставив в правую часть (12) решение невозмущенного уравнения (6), в первом порядке (по \mathbf{g}) получим

$$\Delta E_x + n^2 k^2 E_x = - i g/n^2 \cdot \partial^2 E_{oz} / \partial x^2 \quad (13)$$

Таким образом, z -компонента поля в комбинации с поперечным магнитным полем проявляется как возмущение исходного уравнения (6). Она вносит в поперечное поле асимметричную добавку, приводящую к эффективному смещению моды. Как правило, продольной компонентой поля пренебрегают, т.к. ее учет

не приводит к качественно новым эффектам, за исключением появления оптической активности в скрученном волокне [4] и рассматриваемого нами случая.

Из уравнения (13) в гауссовом приближении для поля моды в первом порядке по \mathbf{g} получим

$$\Delta \mathbf{E}_x + \mathbf{n}^2 \mathbf{k}^2 (1 + 3 \mathbf{g} \mathbf{x} / k^3 \mathbf{n}^5 \mathbf{w}^4) \mathbf{E}_x = 0 \quad (14)$$

(для встречной волны знак возмущения противоположный). Это уравнение по форме совпадает с уравнением для поля волны в изогнутом волокне [7]. Его решение имеет вид [7]: $\mathbf{E}_x(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \mathbf{E}_{0x}(\mathbf{x}, \mathbf{y})(1 + \mathbf{a} \mathbf{x})$, где для нашего случая $\mathbf{a} = 3 \mathbf{V} \mathbf{H} \lambda / 2 \mathbf{n}^2 \mathbf{w}_0^2 \pi \mathbf{k}$. Смещение моды находится теперь усреднением нормированной амплитуды $\mathbf{E}_x(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ по сечению волокна

$$\delta \mathbf{x} = \iint \mathbf{x} d\mathbf{x} d\mathbf{y} \mathbf{E}_x(\mathbf{x}, \mathbf{y}) / \iint d\mathbf{x} d\mathbf{y} |\mathbf{E}_{0x}(\mathbf{x}, \mathbf{y})|^2 = 2 \mathbf{a} \mathbf{w}_0^2 \quad (15)$$

Подставив вышеприведенное значение \mathbf{a} , получим для поперечного смещения моды:

$$\delta \mathbf{x} = 3 / \pi \cdot \mathbf{V} \mathbf{H} (\lambda / \mathbf{n})^2 \approx \mathbf{V} \mathbf{H} (\lambda / \mathbf{n})^2 \quad (16)$$

что для кварцевого волокна ($\mathbf{V} = 2 \cdot 10^{-10}$ 1/мкм·Э при $\lambda = 0.82$ мкм [11], $\mathbf{n} = 1.45$) дает $\delta \mathbf{x} \sim 10^{-9}$ мкм/Э. С учетом того, что поперечный размер моды составляет несколько микрон, непосредственно измерить такую малую величину ее смещения практически невозможно. Оценка получена для прямого волокна. В изогнутом волокне смещение моды из-за магнитного поля будет таким же, т.к. учет соответствующего возмущения приводит к появлению в уравнении (14) аддитивной добавки.

Отметим, что магнитно-индуцированное смещение моды не зависит в первом приближении от параметров моды и длины волны излучения, т.к. $\mathbf{V} \sim 1 / \lambda^2$

[11]. Это указывает на вероятную возможность объяснения смещения в рамках более общей теории, как, например, модель эффекта Фарадея в рамках дисперсионной теории [12]).

Из (16) получим, что разность фазовых набегов встречных волн, поляризованных в плоскости контура (по оси x)

$$\delta\varphi/N = 12HV\lambda/n \quad (17)$$

и составляет ~ 0.002 мкрад/Виток·Э. Так как в миниатюрных ВОГ число витков, как правило, превосходит 10^3 , интегральный невзаимный эффект от смещения моды является значимым. Для ортогонально поляризованных (по оси y) встречных волн смещение моды отсутствует и разность фазовых набегов нулевая. Из-за случайной продольной скрутки волокна каждая из поляризационных мод в среднем поляризована по оси x на половине длины контура. Поэтому отклик датчика в два раза меньше чем (17) и практически не зависит от ориентации поляризатора. Это соответствует результатам измерений.

Как видно из (17), нефарадеевская невзаимность пропорциональна количеству витков волокна, она не зависит от размера и формы контура. Последнее следует из того, что приращение длины траектории из-за смещения моды определяется только углом поворота ее нормали. При обходе витка этот угол равен 2π при любой форме контура.

В отличие от фарадеевской невзаимности, которую можно существенно уменьшить настройкой оптических компонентов, нефарадеевская невзаимность определяется исключительно конструктивным параметром.

Если в ВОГ использовать контур с двумя противоположно ориентированными катушками разного диаметра, но с равным числом витков, то в принципе можно, сохранив отклик на вращение, скомпенсировать и нефарадеевскую не-
взаимность. Однако, такое техническое решение неприменимо для миниатюрных ВОГ [3]. Таким образом, можно считать нефарадеевский отклик принципиально неустранимым и определяющим предельную устойчивость ВОГ к магнитному полю.

Благодарности

И.М.Сафутину – за проведение измерений, С.А.Никитову – за участие и помощь в постановке задачи, А.Г.Новикову – за помощь в вычислениях. Особо -
В.Н.Листвину за плодотворные дискуссии, эффективную помощь и участие в работе над статьей на всех ее стадиях.

Список литературы

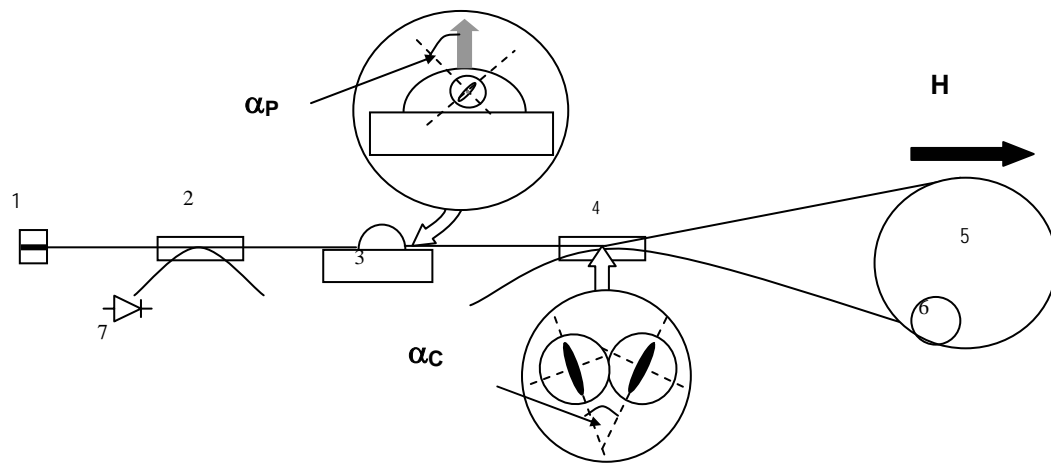
1. K.Bohm, K.Peterman, E.Weidel.//Opt.Lett.,v.7(4), 180-182, 1982.
2. T. Saida, K. Notate.// J.Lightwave Technol., v. 17, 222-228, 1999.
3. В.Н. Листвин, В.Н. Логозинский. //Радиотехника и Электроника, т. 50, 1-9, 2005.
4. R. Ulrich, A. Simon.// Appl. Opt. v. 18, 2241-2251, 1979.
5. V. Logozinski, V. Listvin, V. Solomatin.// “Taper Twisting for Higher FOGs Production Yield”. The 13th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-13). Seoul, 2000.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.//Электродинамика сплошных сред. М.,Физматлит, 2003.
7. K.Petermann. //Optical and Quant. Electron. 9, 167-175, 1977.
8. W.A.Gambling, H.Matsumura, C.M.Ragdale.// Electron. Letters, v. 14, 130-132, 1978.
9. H.Lefevre.// The fiber optic gyroscope. Artech House, 1993.
10. Д. Маркузе. Оптические волноводы. М., Изд-во «Мир», 1974.
11. С.Z.Tan, J.Arndt.//J.Phys.Chem.Solids, v. 60, 1689-1692, 1999.
12. Борн М., Вольф Э.//Основы оптики. М., Наука, 1973

Подписи к рисункам

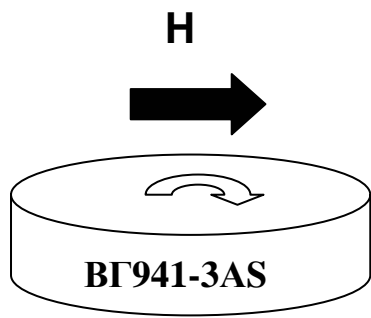
Рис. 1. Оптическая схема датчика. 1 – источник излучения (СЛД), 2 – II-ой ответвитель, 3 - поляризатор, 4 – I-ый ответвитель, 5 – оптический контур, 6 – фазовый модулятор, 7 – фотоприемник, α_p - угол между разрешенным направлением поляризатора и осью двулучепреломления волокна, α_c - угол между осями двулучепреломления волокон в первом ответвителе

Рис. 2. Ориентация датчика в магнитном поле. (а) – поле в плоскости контура, (б) – поле вдоль оси чувствительности (ортогонально оси волокна).

Рис.3. Отклик датчика на магнитное поле в зависимости от ориентации поляризатора. Кривая 1 (сплошная) – фарадеевская компонента, кривая 2 (пунктир) – «нефарадеевская» компонента.



a)



б)

