Моделирование вынужденного рассеяние Мандельштама-Бриллюэна в оптическом волокне

Т. П. Янукович, В. М. Зверуго, А. С. Исмайилова

Белорусский государственный университет, Минск; e-mail: YanukovichTP@bsu.by

Рассмотрена трехволновая модель вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Приведен пример компьютерного моделирования взаимодействия в оптическом волокне. Учитывается различное значение коэффициента усиления при температурном и деформационном воздействии. Проведено моделирование работы различных распределенных сенсоров.

Ключевые слова: вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, оптическое волокно, трехволновое взаимодействие, распределенный сенсор

Введение

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна происходит в различных средах и характеризуется нелинейным взаимодействием оптического излучения с материалом среды. Оптическое излучение вызывает нелинейное возмущение среды, которое, в свою очередь, изменяет частоту оптического излучения. Математическое описание этого взаимодействия позволяет построить модель, которая может быть использована при разработке реальных устройств, в частности, распределенных оптоволоконных сенсоров различных физических величин.

1. Трехволновая модель вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна

Эффект может быть описан как взаимодействие трех волн: оптической волны накачки, Стоксовой волны и акустической волны с характеристической частотой f_B, которая зависит от температуры и давления.

Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна можно описать как трехволновое взаимодействие волны лазера накачки, Стоксовой волны и акустической волны [1]. Такая модель может быть записана с помощью трех дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial}{\partial t}+\frac{c}{n}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{c}{n}\alpha\right]E_p = j\frac{n^2 p_{12}\pi c}{\lambda\rho_0}\rho E_s, \\ \left[\frac{\partial}{\partial t}-\frac{c}{n}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{c}{n}\alpha\right]E_s = j\frac{n^2 p_{12}\pi c}{\lambda\rho_0}\rho^* E_p, \\ \left[\frac{\partial}{\partial t}+c_s\frac{\partial}{\partial z}+\gamma_s\right]\rho = j\frac{\varepsilon_0 n^5 p_{12}\pi}{2\lambda c_s}E_p E_s^*, \end{cases} \tag{1}$$

где E_p – комплексная амплитуда электрической составляющей волны накачки, В/м; E_s – комплексная амплитуда электрической составляющей Стоксовой волны, В/м; ρ – комплексная амплитуда волны плотности, кг/м3; ρ_0 – средняя плотность, кг/м3, p_{12} – продольный коэффициент упругости, безразмерная величина; n – коэффициент преломления волны в сердцевине волокна, безразмерная величина; α – коэффициент ослабления, м$^{-1}$; γ_s – коэффициент ослабления акустической волны, с$^{-1}$; c_s – скорость распространения звука в материале волокна, м/с; λ – длина волны в вакууме, м, z – координата (сенсор расположен по оси z), м.

Ось z выбрана таким образом, что $z = 0$ в том конце волокна, в который направлено излучение накачки. Первое уравнение описывает ослабление волны накачки при взаимодействии Стоксовой волны и акустической волны. Второе уравнение системы (1) описывает усиление Стоксовой волны при взаимодействии волны накачки и акустической волны. Третье уравнение системы (1) описывает инициацию акустической волны при противоположном распространении по волокну волны накачки и Стоксовой волны. Двухволновая модель рассеяния получается из (1) при условии $t >> \gamma_s^{-1} =$ 6.4 нс.

Производные по времени и координате от ρ определяются из третьего уравнения системы (1). Затем производится подстановка ρ в первое и второе уравнение.

Интенсивности волны накачки и Стоксовой волны выражаются через амплитуды:

$$\begin{cases} I_p = \dfrac{n}{2\mu_0 c}\left|E_p\right|^2 = \dfrac{n\varepsilon_0 c}{2}\left|E_p\right|^2, \\ I_s = \dfrac{n}{2\mu_0 c}\left|E_s\right|^2 = \dfrac{n\varepsilon_0 c}{2}\left|E_s\right|^2. \end{cases} \tag{2}$$

Трехволновая модель будет выполняться при условии, когда распределение мощности в волокне не сильно изменяется. Однако, в случае потерь волны накачки такое предположение не имеет силы.

Скорость акустической волны в чистом кварцевом стекле (SiO_2) равняется приблизительно 5960 м/с при комнатной температуре для фиксированной частоты.

При длине волны в вакууме для лазера накачки 1319 нм, температуре 23°C для недеформированного стандартного мономодового волокна $f_B = f_{B,0} = 12{,}80$ ГГц [2]. Используем выражение для характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния f_B [3]:

$$f_B = \frac{2nc_s}{\lambda_p}, \tag{3}$$

где λ_p – длина волны лазера накачки в вакууме, скорость распространения звука $c_s = \sqrt{E/\rho_0}$, E – постоянный модуль Юнга среды. Значение коэффициента преломления $n = 1{,}47$, скорость распространения звука $c_s = 5743$ м/с. Скорость звука зависит от температуры и относительной деформации. Таким образом, получаем зависимость характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния от температуры и деформации:

$$f_B = f_{B,0} + \varepsilon\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon} + \left(T - 23°C\right)\frac{\partial f_B}{\partial T}, \tag{4}$$

где $\partial f_B / \partial T = 1{,}2$ МГц/°С – температурный коэффициент и $\partial f_B / \partial \varepsilon = 500$ МГц – коэффициент деформации характеристической частоты Бриллюэновского рассеяния.

2. Интенсивность волны накачки

На вход оптоволокна вводится постоянное во времени излучение лазера накачки с амплитудой электрического поля

$$E_p(t,0)=E_{p0}. \tag{5}$$

В выход волокна вводится излучение пробного лазера с модулированной амплитудой:

$$E_R(t)=E_s(t,L)=E_{s0}\cos(\omega_E t), \tag{6}$$

где ω_E – частота модуляции.

Амплитуда электрического поля волны пробного лазера $E_R(t)$ даст амплитуду Стоксовой волны $E_s(t,z)$, которая распространяется по оптоволокну и взаимодействует с волной накачки. Взаимодействие двух волн вызовет появление акустической волны или волны плотности $\rho(t,z)$. Причиной этого взаимодействия является то, что постоянная по времени амплитуда волны накачки $E_p(t,z)$ получает часть модуляции от распространяющейся в обратном направлении волны Стокса. Кроме того, модулированная амплитуда Стоксовой волны будет усиливаться за счет Бриллюэновского взаимодействия.

Таким образом, решая последовательно уравнения системы (1), получаем выражения для акустической волны, волны Стокса и накачки.

Значение интенсивности излучения накачки, прошедшего через оптическое волокно, при $z=L$ принимает следующий вид с учетом малой глубины модуляции

$$\tilde{I}_p(t,L,\omega_E)=\hat{I}_p(\omega_E)\cos\left(2\omega_E t+\Phi_H(\omega_E)\right), \tag{7}$$

где

$$\hat{I}_p(\omega_E)=I_{p0}\exp\left\{-2\alpha L-\gamma\hat{g}_B\frac{I_{s0}}{\delta}e^{\delta L/2}\mathrm{sh}\left(\frac{\delta L}{2}\right)\right\}\cdot$$

$$\cdot\frac{\gamma\hat{g}_B I_{s0}}{\sqrt{\delta^2+(4k_E)^2}}e^{\delta L/2}\sqrt{\mathrm{sh}^2\left(\frac{\delta L}{2}\right)+\sin^2(2k_E L)}, \tag{8}$$

$$\Phi_H(\omega_E)=\pi-2k_E L+\mathrm{arctg}\left(\frac{4k_E}{\delta}\right)-\mathrm{arctg}\left(\frac{\mathrm{tg}(2k_E L)}{\mathrm{th}(\delta L/2)}\right).$$

Полученное выражение для интенсивности излучения накачки используется при численном моделировании рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптическом волокне и позволяет построить передаточную функцию функции $s(z,\Delta f)$, зависящую от расстояния и разности частот излучений накачки и пробного Δf, Гц [1].

3. Моделирование передаточной функции

Моделирование передаточной функции $s(z,\Delta f)$ представлено на рис. Максимальное ослабление интенсивности излучения накачки наступает при разности частот излучений, равное $f_{B,0}$. Подобный результат получается, если оптическое волокно, по которому проходит излучение, не подвержено изменениям температуры и давления. При изменении параметров передаточная функция будет иметь минимум при других разностях частот излучений Δf. Однако может возникнуть ситуация, при которой сигнал, вызванный деформацией и температурой, совпадет по частоте. Как показали исследования, эти сигналы будут иметь различные значения передаточной функции. Проведенное моделирование позволяет оценить изменение передаточной функции при различных сигналах, что позволяет избавляться от ложных сигналов срабатывания сенсоров.

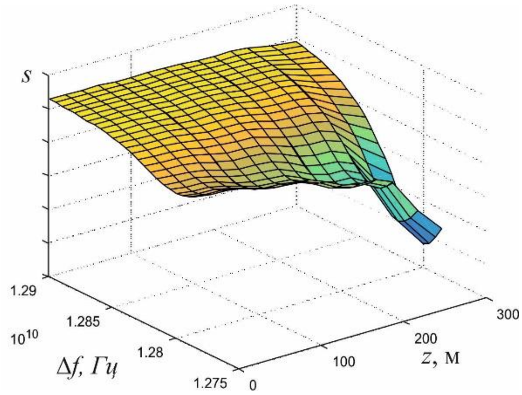

Рис. 1. – Моделирование передаточной функции.

Заключение

Рассмотрена трехволновая модель вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. На ее основе выполнена модель прохождения излучения по оптическому волокну. Компьютерное моделирование используется для предварительной оценки параметров работы сенсоров. Рассмотрены модели распределенных сенсоров температуры и деформации. Проведена оценка применения метода для измерения микроизгибов оптического волокна. Рассмотрена возможность применения для регистрации несанкционированного доступа к оптическому волокну. Проведено моделирование сенсоров силы тока на основе нагрева и деформации.

Литература

1. Янукович Т. П. Численная модель трехволнового рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптическом волокне. Оптический журнал. 2002. Т. 69, № 7, С. 49–54.
2. Garus D., Godolla T., Krebber K. et al., J. Lightwave Technology. 1997. Vol. 15, № 4, С. 654–662.
3. Hereth R., Stimulierte Brillouin-Streuung in Lichtleitfaser-Ringresonatoren: Dissertation Ruhr-Universitat: Elektronik Nr. 140. Bochum, 178, (1992)
4. Янукович Т. П., Поляков А. В. Моделирование распределенного измерителя силы тока на основе деформации оптического волокна. Приборы и методы измерений. 2019. Т. 10, № 3, С. 243–252.

Simulation of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber

T.P. Yanukovich, V.M. Zverugo, A.S. Ismayilova

Belarusian state university, Minsk; e-mail: YanukovichTP@bsu.by

A three-wave model of stimulated scattering by Mandelstam-Brillouin is considered. An example of computer simulation of interaction in an optical fiber is given. The different values of the gain under thermal and deformation effects are taken into account. Simulation of the operation of various distributed sensors has been carried out.

Keywords: stimulated Brillouin scattering, optical fiber, three-wave interaction, distributed sensor.