

Коэффициент  $G_{\sigma}\left(\frac{z}{a}, \frac{b}{2a}\right)$  зависит только от размеров датчика, ширины пластины и расстояния от плоскости датчика до контролируемой поверхности. По результатам расчета построены нормированные графические зависимости  $G_{\sigma}\left(\frac{z}{a}, \frac{b}{2a}\right)$  для различных соотношений  $\frac{b}{2a}$  на рис. 4.

Влияние боковых граней на величину вносимой индуктивности учитывается добавлением в формулу дополнительного члена, равно-го:  $L_{1\sigma} = \frac{R_{\text{вн}\sigma}}{\omega}$ . Окончательные выражения для  $R_{\text{вн}}$  и  $L_{\text{вн}}$  с учетом

вышеизложенного будут иметь вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{вн}} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi^2} \cdot \sqrt{\frac{\omega \mu_2}{\sigma_2}} \left[ \frac{1}{32} G_{\sigma}\left(\frac{z_0}{a}, \frac{b}{2a}\right) + \frac{1}{80} G_{\sigma}\left(\frac{z_0}{a}, \frac{b}{2a}\right) \right] \\ L_{\text{вн}} = \frac{\mu_2 a}{4\pi} \cdot D\left(\frac{z_0}{a}, \frac{b}{2a}\right) - \frac{R_{\text{вн}} + R_{\text{вн}\sigma}}{\omega} \end{array} \right.$$

Таким образом, получены новые расчетные выражения, которые позволяют более точно определить вносимые параметры в круговой кон-тур.

## ОРГАНИЗАЦИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ КАНАЛОВ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Варламов М.А., Данилов А.В.

При разработке волоконно-оптических преобразователей пере-мещений (ВОПП) для задач контроля и автоматического управления раз-личными технологическими процессами в отраслях нефтегазоперераба-тывающей промышленности, идут путем разделения конструкции на две разнесенные друг от друга части: оптико-механическую и электронную, причем электронную - выносят в зону с комфортными условиями экс-плуатации. Поэтому проблемным выступает вопрос стыковки оптикоме-ханических блоков (ОМБ) этих преобразователей с волоконно-оптически-ми линиями связи (ВОЛС) для передачи измерительной информации в оптическом диапазоне к удаленному электронному блоку. Геометриче-ские размеры и пространственное расположение считывающих элементов кодирующих устройств не позволяют осуществить непосредственный оптический контакт их с ВОЛС. Нарращивание числа ВОЛС по количеству кодирующих элементов приводит к усложнению технологии изготовле-

ния и юстировке отдельных узлов ОМБ преобразователя. Отсюда возникает необходимость использования такого устройства сопряжения, которое могло бы уплотнить оптические сигналы с выхода ОМБ и завести их в ВОЛС без ущерба метрологических характеристик преобразователя.

Опыт разработки волоконно-оптических преобразователей показывает, что весьма эффективным устройством уплотнения измерительной информации в них может служить четвертьволновый градиентный световод с параболическим профилем показателя преломления распределенным по его радиусу [1]:

$$n(x) = n_c(\lambda)[1 - 2\Delta(x/a)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\Delta = [n_c(\lambda) - n_1(\lambda)]/n_c(\lambda)$ ;  $n_c(\lambda)$  - показатель преломления на оси световода;  $n_1(\lambda)$  - показатель преломления оболочки световода;  $a$  - радиус сердечника световода;  $x$  - текущее значение радиуса световода.

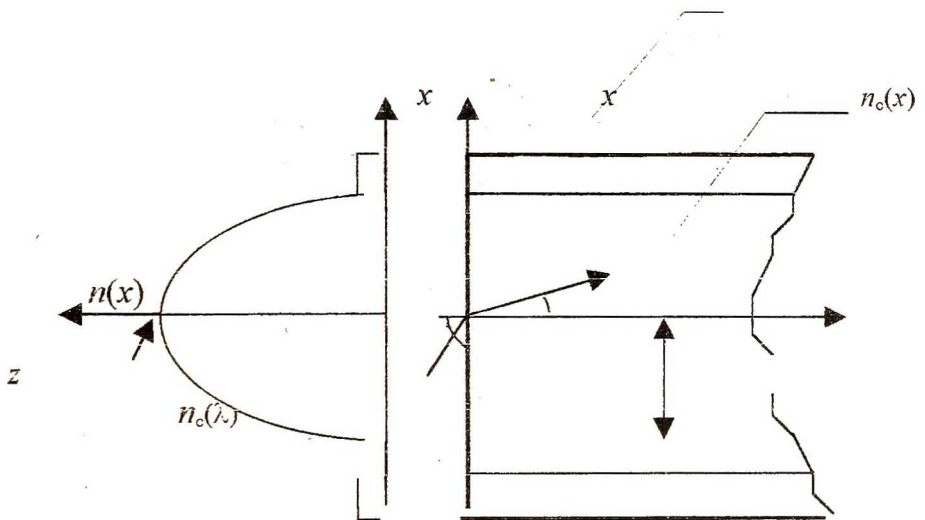


Рисунок 1.

Проанализируем характер распространения оптических лучей с дискретными спектрами по градиентному световоду. Для этого совместим ось  $z$  декартовой системы координат с оптической осью градиентного световода, которая в данном случае является и осью симметрии и осью вращения. В виду аксиальности световода достаточно рассмотреть только одну меридиальную плоскость, например,  $xOz$  (рис.).

Пусть световой луч с фиксированной длиной волны  $\lambda$  падает на торец четвертьволнового градиентного световода в точку 0 под углом  $\alpha$ , тогда начальный угол преломления  $\varphi_0$  в материале световода определим

по закону Снеллиуса:

$$\varphi_{c0} = \arcsin[\sin\alpha / n_c(\lambda)] \quad (2)$$

Воспользуемся теперь основным уравнением геометрической оптики, которым является уравнение Эйконала:

$$(\partial L / \partial x)^2 + (\partial L / \partial y)^2 + (\partial L / \partial z)^2 = n^2(x, y, z) \quad (3)$$

где  $L(x, y, z)$  - оптическая длина пути светового луча;

$n(x, y, z)$  - показатель преломления оптической среды, изменяющейся от точки к точке.

Соотношение между градиентом  $L(x, y, z)$  и показателем преломления  $n(x, y, z)$ , как функцией координат, позволяет записать функционал, вариация которого представляет собой минимальный путь светового луча между двумя точками пространства А и В, соответствующий минимальному времени прохождения. Эта вариация описывается принципом Ферма [2]:

$$L = \int_A^B n(x, y, z) ds = \min \quad (4)$$

где  $ds$  - элемент пути светового луча.

В нашем случае задача решения уравнения (4) сводится к двумерной. Поэтому уравнение (4) перепишем в следующем виде:

$$\int_0^{z_m} n(x) [1 + (x')^2]^{1/2} dz = 0 \quad (5)$$

с граничными условиями  $X(0) = x_0$ ,  $X(z_m) = 0$ .

Решая вариационную задачу с применением формулы Эйлера

$$F - X'F'_{x'} = C$$

получим дифференциальное уравнение 1-го порядка:

$$n(x) [1 + (X')^2]^{1/2} - n(x) (X')^2 / [1 + (X')^2]^{1/2} = C_1 \quad (6)$$

После преобразований уравнение принимает вид:

$$X' = [n^2(x) / C_1^2 - 1]^{1/2} \quad (7)$$

Подставляя в уравнение (7) выражение (1) имеем:

$$X' = \{n_c^2(\lambda) [1 - 2\Delta(x/a)^2] / C_1^2 - 1\}^{1/2} \quad (8)$$

Выразим уравнение (8) относительно  $Z$ :

$$Z = \int C_1 dx / \{n_c^2(\lambda) [1 - 2\Delta(x/a)^2] - C_1^2\}^{1/2} \quad (9)$$

Тогда введя подстановку  $x = [a / (2\Delta)]^{1/2} \sin t$  найдем значение первообразной:

$$Z = \{a C_1 / [n_c(\lambda) (2\Delta)^{1/2}]\} \arcsin \{ [x n_c(\lambda) (2\Delta)^{1/2}] / [n_c^2(\lambda) - C_1^2]^{1/2} \} + C_2 \quad (10)$$

Данное выражение представляет в общем виде семейства оптических путей для луча в граде (четвертьволновом градиентном световоде). Выразим (10) относительно  $X$ :

$$X = \{a [n_c^2(\lambda) - C_1^2]^{1/2} / [n_c(\lambda) (2\Delta)^{1/2}]\} \sin [(z - C_2) n_c(\lambda) (2\Delta)^{1/2} / a C_1] \quad (11)$$

Подставляя первое граничное условие  $X(0) = x_0$ , получим

$$x_0 = \{a[n_c^2(\lambda) - C_1^2]^{1/2} / [n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}]\} \sin\{[C_2 n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2} / a C_1]\}. \quad (12)$$

Подставляя второе граничное условие  $X(z_m) = 0$ , получим

$$0 = \{a[n_c^2(\lambda) - C_1^2]^{1/2} / [n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}]\} \sin\{[(z_m - C_2)n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2} / a C_1]\} \quad (13)$$

или  $(z_m - C_2)n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2} / a C_1 = \pi$ .

$$\text{Отсюда } C_2 = z_m - [\pi a C_1 / n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}] \quad (14)$$

Подставив (14) в (11), будем иметь

$$X = -\{a[n_c^2(\lambda) - C_1^2]^{1/2} / [n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}]\} \sin\{[(z - z_m)n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2} / a C_1]\}. \quad (15)$$

Для определения постоянной интегрирования  $C_1$  воспользуемся условием экстремального значения функции,  $dx/dz = 0$ .

$$\text{Тогда из (8) } dx/dz = \{n_c^2(\lambda)[1 - 2\Delta(x/a)^2] / C_1^2 - 1\}^{1/2} = 0, \\ C_1 = n_c(\lambda)[1 - 2\Delta(x/a)^2]^{1/2}$$

Подставляя первое граничное условие  $X(0) = x_0$

$$C_1 = n_c(\lambda)[1 - 2\Delta(x_0/a)^2]^{1/2} \quad (16)$$

подставим (16) в (15) и после преобразований получим:

$$X = -x_0 \sin\{(z - z_m)(2\Delta)^{1/2} / a[1 - 2\Delta(x_0/a)^2]^{1/2}\} \quad (17)$$

Для определения  $Z_m$  проинтегрируем (9) от 0 до  $x_0$

$$Z_m = \int_0^{x_0} C_1 dx / \{n_c^2(\lambda)[1 - 2\Delta(x/a)^2] - C_1^2\}^{1/2}$$

Введя подстановку  $x = (a/\sqrt{2\Delta}) \sin t$ ,  $dx = (a/\sqrt{2\Delta}) \cos t dt$ , получим

$$t_2 = \arcsin [x_0(2\Delta)^{1/2} / a] \\ Z_m = a C_1 / n_c(\lambda) \int_0^{t_2} \cos t dt / \{2\Delta[1 - C_1^2 / n_c^2(\lambda) - \sin^2 t]\}^{1/2} = \\ = a C_1 / [n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}] \int_0^{t_2} d(\sin t) / [1 - C_1^2 / n_c^2(\lambda) - \sin^2 t]^{1/2}$$

и окончательно

$$Z_m = a C_1 / [n_c(\lambda)(2\Delta)^{1/2}] \arcsin \{x_0(2\Delta)^{1/2} / a [1 - C_1^2 / n_c^2(\lambda)]^{1/2}\} \quad (18)$$

Подставив (16) в (18), получим

$$Z_m = \pi a [1 - 2\Delta(x_0/a)^2]^{1/2} / 2(2\Delta)^{1/2} \quad (19)$$

Подставляя (19) в (17), получим функцию оптического пути луча  $X(z)$  в четвертьволновом градиентном световоде

$$X = x_0 \cos \{z(2\Delta)^{1/2} / a [1 - 2\Delta(x_0/a)^2]^{1/2}\}. \quad (20)$$

Расчеты проведем для градиентного световода изготовленного из плавного кварца методом химического осаждения кремния из его газовой фазы. Современные технические средства, которые позволили бы

управлять законом распределения показателя преломления (включая повторяемость и однородность характеристик при производстве), пока еще находятся на стадии разработок, однако уже появились градиентные световоды, которые можно считать вполне пригодными для практического внедрения, например, четвертьволновый градиентный световод ТСМ-412. Зависимость изменения показателя преломления  $n_c(\lambda)$  от длины волны светового луча для плавленого кварца, являющегося сырьевым материалом при изготовлении указанного градиентного световода, может быть получена по эмпирической интерполяционной формуле Герцберга и Зальцберга [3,4]:

$$n(\lambda) = A + Bk + Ck^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4, \quad (21)$$

где  $k = (\lambda^2 - 0,028)^{-1}$

Подставляя значения  $n_c(\lambda)$  при  $\lambda_1=660$  нм;  $\lambda_2=740$  нм;  $\lambda_3 = 850$  нм;  $\lambda_4 = 950$  нм в (8) и решая его с учетом граничных условий  $z_0 = 0$ ,  $x_0 = 0$ , когда световой луч попадает в точку 0 (рис.) под углом  $\alpha = 10,37^\circ$  (что соответствует числовой апертуре 0,22), получим семейства характеристик оптических путей световых лучей излучаемых различными источниками света (на рис. не показано). Интерес представляют световые лучи с длинами волн  $\lambda_2 = 740$  нм и  $\lambda_4 = 950$  нм, т.к. их источниками могут служить светодиоды и полупроводниковые лазеры, широко выпускаемые отечественной промышленностью. При увеличении  $\alpha$  фронт светового луча удаляется от оси  $z$  и, приближаясь к периферии градиентного световода, становится коллимированным. Кроме того, точка выхода светового луча из градиентного световода смещается вдоль границы  $Z_m$  параллельно вдоль оси  $x$ , что обеспечивает выбор пространственной координаты точки коллимированного луча, при варьировании  $\alpha$  в любой меридиональной плоскости градиентного световода. Таким образом, оптически можно связать любую точку, лежащую в пределах плоскости четвертьволнового сечения градиентного световода с точкой 0, лежащей на оси  $z$ . В силу оптического закона обратимости световых лучей можно решать обратную задачу – сводить коллимированные световые лучи с различными длинами волн в одну точку (фокусировать), путем подбора пространственных координат точек падения этих лучей на плоскость четвертьволнового сечения градиентного световода. В этом случае градиентный световод наилучшим образом можно использовать в качестве уплотнителя (мультиплексора) оптических сигналов с выхода ОМБ волоконно-оптического преобразователя, с целью трансляции их в ВОЛС.

*Список использованных источников*

Радио и связь, 1983.-336с.

2. Королев Ф.А. Теоретическая оптика. -М.: Высшая школа, 1966. -556с.
3. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. - Химия, 1984. - 216с.
4. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. -М.: Сов. Радио, 1978. - 400с.

## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ В ЗОНЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗДЕЛИТЕЛЯ ЗАБОЙНОЙ ТЕЛЕСИСТЕМЫ

Афанасьев Ф.В., Стеблев Ю.И.

Применение электромагнитного каротажа для контроля параметров пласта в процессе бурения нефтяных скважин – одно из перспективных направлений. Описанная ниже модель позволяет определить необходимые для работы системы параметры. Конструктивная схема ЗТС представлена на рис.1. Здесь А и В – точки контакта скважинного диполя ЗТС со стенками ствола скважины. Q – расход промывочной жидкости. Напряжение от передатчика в точках А и В передается на элементы диполя каротажа и далее через контакты со стенками скважины в породу.

Электрическая схема замещения электромагнитного излучателя ЗТС представлена на рис.2, где Ег – скважинный турбогенератор;  $R_{вн} = R_g + R_{пер}$ ;  $R_g$  – внутреннее сопротивление,  $R_{пер}$  – сопротивление передатчика;  $R_{ут.в}$  – сопротивление утечки по буровому раствору внутри ЗТС – в кольцевом зазоре "корпус-инклинометр";  $R_{ут.н}$  – сопротивление утечки по раствору в кольцевом зазоре "ствол скважины – корпус ЗТС";  $R_n$  – сопротивление нагрузки – породы, слагающие разрез скважины;  $L_g$  – индуктивность обмотки генератора.

В случае низкочастотных электрических полей можно пренебречь индуктивными и емкостными сопротивлениями. Активные сопротивления утечки определим по известным формулам с учетом конструктивных особенностей ЗТС:

$$R_{ум} = \frac{R_{умв} * R_{умн}}{R_{умв} + R_{умн}}$$

$$R_{умв} = \frac{4 * \rho_{ж} * l_{уз}}{\pi * (d_m^2 - d_n^2)},$$

$$R_{умн} = \frac{4 * \rho_{ж} * l_{уз}}{\pi * (D_c^2 - D_m^2)}$$

где  $\rho_{ж}$  – удельное сопротивление промывочной жидкости, Ом\*м.