

ющейся вдоль одного из плеч равноплечего интерферометра, чувствительность в $(1 + \mu)$ раз больше, чем в случае разноплечего интерферометра. На рис. 5 приведены диаграммы отклика разноплечего (при $c = 0$) (а) и равноплечего (б) интерферометров на продольную волну, приходящую под разными углами, для $\mu \sim 0,3$.

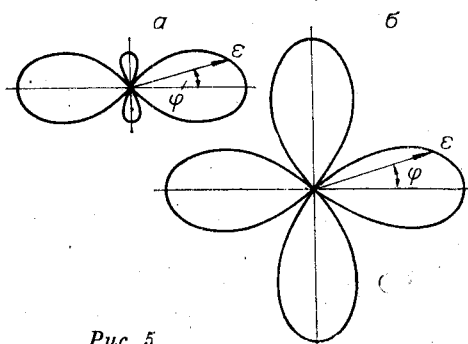


Рис. 5.

Полученные результаты показывают, что рассмотренный лазерный интерферометр-деформограф с волоконной оптикой может быть

использован для измерения малых перемещений труднодоступных объектов без нарушения метеорологических условий измерения. Показано, что пещеры являются объектами с высокой стабильностью метеорологических условий и их использование для геофизических наблюдений средствами лазерной интерферометрии перспективно.

Показано, что применение многомодового световода в лазерном интерферометре не приводит к существенному ограничению его чувствительности. Получено соотношение для амплитуды колебаний, регистрируемой интерферометром Майкельсона при воздействии продольной длиннопериодной волны, распространяющейся по поверхности земли и приходящей под углом к плечам интерферометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Применение лазерных интерферометров для точных измерений.— *Автометрия*, 1972, № 6, с. 69—75.
2. Карташов А. А., Эцин И. М. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерферометрических устройствах.— *УФН*, 1972, т. 106, № 4, с. 687—719.
3. Вэли В. Сейсмические измерения с помощью лазеров.— *УФН*, 1971, т. 103, с. 127—138.
4. Алешин В. А., Дубров М. Н. Лазерные интерферометры с разностью хода до 1 км.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, № 10, с. 2260.
5. Дублянский В. Н., Ломаев А. А. Карстовые пещеры Украины.— Киев: Наукова думка, 1980.
6. Daino V., De Marchis G. and Piazzolla S. Speckle and modal noise in optical fibres. Theory and experiment.— *Optica Acta*, 1980, v. 27, N 8, p. 1151—1159.

Поступила в редакцию 20 января 1984 г.

УДК 621.375 : 535

М. И. ЗАХАРОВ, В. Д. ПРИЛЕПСКИХ

(Новосибирск)

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЛУЧЕВОГО АНИЗОТРОПНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В последние годы большое внимание уделяется многолучевым интерферометрам с анизотропными элементами [1—3]. Один из таких интерферометров, содержащий две фазовые пластинки, частично исследовался в работах [4—6]. В настоящей статье более детально рассматривается влияние параметров отдельных элементов анизотропного интерферометра (АИ) на его амплитудно-частотные характеристики (АЧХ).

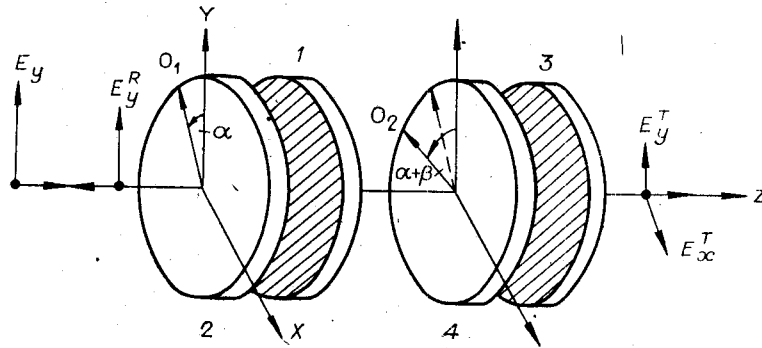


Рис. 1. Схема многолучевого анизотропного интерферометра.

Схема интерферометра представлена на рис. 1. Здесь 1 и 3 — зеркала, 2 и 4 — линейные фазовые пластинки. Пусть на АИ нормально падает плоская монохроматическая световая волна и форма волнового фронта не изменяется по всей длине устройства. Такие допущения позволяют использовать для расчета достаточно простой матричный метод Джонса [7], согласно которому амплитуды поля E и E^T (падающей на АИ и проходящей волн) связаны соотношением

$$E^T = \hat{M}E,$$

где \hat{M} — матрица оптической системы, равная произведению матриц Джонса отдельных элементов и учитывающая многолучевую интерференцию света.

Когда зеркала 1 и 3 изотропны, целесообразно нахождение \hat{M} начать с определения матрицы \hat{T} пропускания интерферометра без учета фазовой пластинки 2. В системе координат, связанной с главными осями фазовой пластинки 4, эта матрица будет иметь вид

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} \tau_+ & 0 \\ 0 & \tau_- \end{pmatrix},$$

где

$$\tau_{\pm} = \frac{\sqrt{T_1 T_3} \exp\{i(\nu l \pm \varphi)\}}{1 - \sqrt{R_1 R_3} \exp\{2i(\nu l \pm \varphi)\}};$$

R_1 и R_3 — энергетические коэффициенты отражения зеркал 1 и 3 соответственно; T_1 и T_3 — энергетические коэффициенты пропускания этих зеркал; ν — волновое число; φ — фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волнами в фазовой пластинке 4; l — средняя оптическая длина интерферометра.

Если главные оси фазовой пластинки 2 ориентированы под углом α относительно осей X и Y прямоугольной системы координат, как показано на рис. 1, главные оси фазовой пластинки 4 — под углом β по отношению к главным осям фазовой пластинки 2, а световая волна распространяется вдоль оси Z , то матрица \hat{M} выражается произведением

$$\hat{M} = S(-\alpha - \beta) \hat{T} S(\beta) \hat{\Theta} S(\alpha).$$

Здесь $S(\alpha)$, $S(\beta)$ и $S(-\alpha - \beta)$ — матрицы поворота на углы α , β и $(-\alpha - \beta)$; $\hat{\Theta}$ — матрица фазовой пластинки 2 в ее главных осях. Сдвиг фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами в этой пластинке положим равным 2θ .

Рассмотрим наиболее интересный и практически важный случай, когда на АИ падает линейно поляризованная волна. Электрический вектор волны направляем вдоль оси Y , тогда компоненты вектора E^T про-

шедшей волны можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{или} \quad \begin{pmatrix} E_X^T \\ E_Y^T \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_{XX} & M_{XY} \\ M_{YX} & M_{YY} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ E_Y \end{pmatrix}, \\ E_X^T &= M_{XY}E_Y, \quad E_Y^T = M_{YY}E_Y. \end{aligned}$$

Следовательно, линейно поляризованная волна, падающая на интерферометр, в общем случае преобразуется в эллиптически поляризованную. Поляризация прошедшей волны κ и энергетические коэффициенты T_X и T_Y пропускания АИ определяются соотношениями

$$\kappa = \frac{E_X^T}{E_Y^T} = \frac{M_{XY}}{M_{YY}};$$

$$T_X = |M_{XY}|^2 = |\sqrt{a} \cos(\alpha + \beta) \tau_+ \exp\{i\psi\} - \sqrt{b} \sin(\alpha + \beta) \tau_-|^2; \quad (1)$$

$$T_Y = |M_{YY}|^2 = |\sqrt{a} \sin(\alpha + \beta) \tau_+ \exp\{i\psi\} + \sqrt{b} \cos(\alpha + \beta) \tau_-|^2, \quad (2)$$

где

$$a = \cos^2 \theta \sin^2(\alpha + \beta) + \sin^2 \theta \sin^2(\alpha - \beta); \quad (3)$$

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{2 \sin 2\alpha \operatorname{tg} \theta}{\sin 2(\alpha + \beta) - \operatorname{tg}^2 \theta \sin 2(\alpha - \beta)};$$

$$b = 1 - a.$$

Если наблюдать изменения интенсивности не вдоль осей X и Y , а устанавливая анализатор по осям фазовой пластинки 4 , то на выходе оптической системы будут регистрироваться интенсивности обыкновенной T_o и необыкновенной T_e волн. Выражения для них выглядят существенно проще, чем для T_X и T_Y :

$$T_o = T_1 T_3 b / (1 + R_1 R_3 - 2\sqrt{R_1 R_3} \cos 2(\nu l - \varphi)); \quad (4)$$

$$T_e = T_1 T_3 a / (1 + R_1 R_3 - 2\sqrt{R_1 R_3} \cos 2(\nu l + \varphi)). \quad (5)$$

T_o и T_e являются функциями произведения волнового числа ν (или частоты падающей волны) на среднюю оптическую длину l интерферометра и содержат шесть, а в случае отсутствия потерь в фазовых пластинках и зеркалах — четыре независимых параметра: R_1 , R_3 , φ и a , последний из которых зависит от θ , α и β . Различные комбинации указанных независимых параметров определяют все многообразие АЧХ интерферометра.

Анализируя выражения (4) и (5), нетрудно заметить, что максимумы T_o и T_e равны между собой, если $a = b = 0,5$. Это реализуется, как следует из (3), при $\theta = \pi/4$ и $\alpha = \pi/4$, т. е. когда фазовая пластинка 2 четвертьволновая. Равенство a и b можно получить и при другом сочетании параметров θ , α и β , например, при $\theta = 0$ и $\alpha + \beta = \pi/4$ или $\theta = \pi/2$ и $\alpha - \beta = \pi/4$. Мы не будем рассматривать эти варианты, так как они тривиальны и в конечном итоге равносильны отсутствию фазовой пластинки 2 . Промежуточные варианты, возникающие при различных α и θ , с практической точки зрения также малоинтересны.

Что касается параметра β , то при $\theta = \alpha = \pi/4$ он может принимать любые значения. В самом деле, если распространяется волна с круговой поляризацией, то совершенно безразлично, как будет ориентирована оптическая ось фазовой пластинки 4 . Однако в реальной ситуации фазовая пластинка 2 может несколько отличаться от четвертьволновой, что при произвольном β приводит к различию максимальных значений T_o и T_e . Если же взять $\beta = 0$ или близким к этому значению, то a и b , а значит T_o и T_e , не будут зависеть от θ .

Рассмотрим теперь влияние параметра φ на АЧХ, для чего построим семейство кривых $T_o(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$ при различных φ и $\theta = \alpha = \pi/4$, $\beta = 0$, $R_1 = R_3 = 0,75$ (рис. 2). Уменьшение φ приводит к попарному сближению

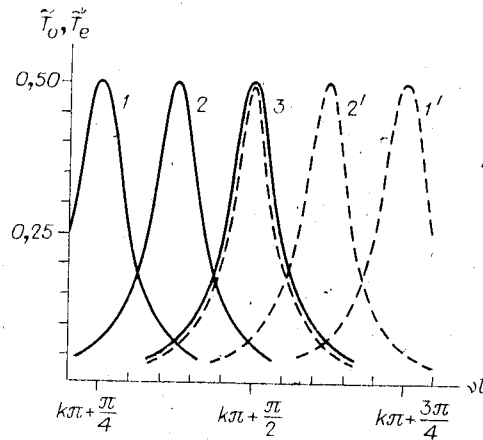


Рис. 2. Зависимость коэффициентов пропускания T_0 и T_e интерферометра от частоты падающего излучения для различных значений параметра φ : $\varphi_1 = \pi/4$, $\varphi_2 = \pi/8$, $\varphi_3 = 0$.

максимумов аппаратной функции (см. кривые 2, 2', где $\varphi = \pi/8$), обусловленному уменьшением разности хода между обыкновенной и необыкновенной волнами. При $\varphi = \pi/4$ (кривые 1, 1') максимумы T_0 и T_e отстоят друг от друга эквидистантно, а при $\varphi = 0$ (3 на рис. 2) кривые $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$ полностью совпадают.

Коэффициенты R_1 и R_3 отражения зеркал АИ также значительно влияют на АЧХ, причем это влияние сводится не только к изменению аппаратной остроты (отношения области дисперсии к ширине аппаратной функции) АИ, но и к увеличению или уменьшению интенсивности прошедшего излучения. Численные расчеты показали: значения, которые припадают максимумы $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$ при $R_1 = R_3$ в отсутствие потерь, близки к 0,5.

Очевидно, что в отраженной волне так же, как и в прошедшей, в общем случае присутствуют X- и Y-компоненты поляризации. Рассуждая как и при выводе выражений для коэффициентов пропускания, рассчитаем значение коэффициента отражения для компоненты поля, параллельной направлению вектора поляризации падающей волны, т. е. для Y-компоненты:

$$\bar{R}_Y = |a\rho_+ \exp\{2i\varphi\} + b\rho_-|^2, \quad (6)$$

где

$$\rho_{\pm} = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_3} \exp\{2i(\nu l \pm \varphi)\}}{1 - \sqrt{R_1 R_3} \exp\{2i(\nu l \pm \varphi)\}}.$$

Численные расчеты коэффициента отражения по формуле (6), выполненные при тех же значениях параметров, какие были взяты при вычислениях коэффициентов пропускания, показали, что максимумы $\bar{R}_Y(\nu l)$ при значительных изменениях параметра φ по частоте совпадают с максимумами $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$, а наибольшее значение $(\bar{R}_Y)_{\max}$, если $R_3 = R_1$ и $R_3 \rightarrow 1$, близко к 0,25. Уменьшение параметра φ (от значения $\pi/4$) приводит, как и для $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$, к попарному сближению максимумов $\bar{R}_Y(\nu l)$, и при некотором φ последние сливаются в один максимум. Это слияние происходит несколько раньше (при большем φ), чем слияние $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$. Дальнейшее уменьшение φ приводит к уменьшению значения $(\bar{R}_Y)_{\max}$, а при $\varphi = 0$, когда T_0 и T_e сливаются (кривая 3 на рис. 2), отраженная волна отсутствует ($\bar{R}_Y = 0$) и вся энергия падающей волны проходит через АИ.

Если же $R_3 > R_1$ и $R_3 \rightarrow 1$, то, как видно из (4)–(6) и рис. 3, построенного для $\alpha = \theta = \pi/4$, $\beta = 0$, $\varphi = \pi/16$, $R_1 = 0,45$ и $R_3 = 0,998$, максимальные значения T_0 и T_e (см. кривые 1 и 2) существенно уменьшаются по величине, а $(\bar{R}_Y)_{\max}$ (кривая 3) становится близким к значению коэффициента отражения R_3 зеркала 3. В данном случае значение параметра φ выбрано таким, что соседние максимумы $\bar{R}_Y(\nu l)$ слились в один. При $\alpha = \theta = \pi/4$ и $R_3 \rightarrow 1$ это наблюдается, когда φ близко к $1/2 \arcsin((1 - R_1)/(1 + R_1))$.

Случай слияния максимумов $\bar{R}_Y(\nu l)$ имеет практический интерес, так как при этом кривые $T_0(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$ пересекаются в точке, где их крутизна достаточно велика, а \bar{R}_Y вблизи своих максимумов, являясь функцией четвертой степени от νl , сначала изменяется значительно медленнее, чем функция Эйри, а затем более резко спадает. Вследствие это-

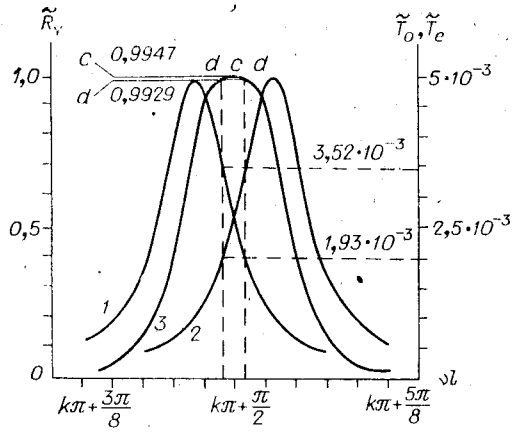


Рис. 3. Зависимости коэффициентов отражения R_Y и коэффициентов пропускания T_o и T_e интерферометра от частоты падающего излучения (для случая, когда $R_3 > R_1$, $R_3 \rightarrow 1$ и $\varphi \sim 0,5 \arcsin \frac{1 - R_1}{1 + R_1}$).

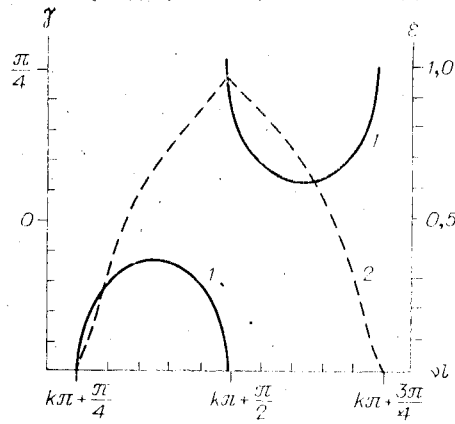


Рис. 4. Изменение направления большой оси эллипса поляризации и параметра эллиптичности световой волны, проходящей через интерферометр, в зависимости от частоты падающего излучения.

го аппаратная острота АИ имеет по крайней мере в $\sqrt{2}$ раза большее значение, чем у интерферометра Фабри — Перо. Данные обстоятельства наводят на мысль об использовании АИ не только в качестве частотного дискриминатора [4, 8], но и в качестве селективного отражателя лазерного резонатора.

Рис. 3 иллюстрирует, что изменение оптической длины АИ или уход частоты от значения, где $R_Y(\nu l)$ имеет максимум, на величину, при которой отклонение νl равно $\pi/100$, приводит к существенному изменению $T_o(\nu l)$ и $T_e(\nu l)$. Значение одной из этих функций уменьшается с $2,60 \times 10^{-3}$ в точке «с» до $1,93 \cdot 10^{-3}$ в точке «d», а значение другой увеличивается соответственно с $2,6 \cdot 10^{-3}$ до $3,52 \cdot 10^{-3}$. При этом $R_Y(\nu l)$ изменяется незначительно: всего на 0,0018 (с 0,9947 в точке «с» до 0,9929 в точке «d»). Используя систему автоподстройки, работающую по принципу уравнения интенсивностей обыкновенной и необыкновенной волн, легко осуществить подстройку положения максимума $R_Y(\nu l)$ на рабочую частоту, например, путем изменения базы интерферометра.

Для рассмотрения поляризации прошедшей АИ волны воспользуемся следующим выражением для параметра эллиптичности ϵ и направления γ большой оси (азимута) эллипса поляризации [3]:

$$\epsilon = \operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \arcsin \frac{2 |\operatorname{Im} \kappa|}{1 + |\kappa|^2} \right]; \quad \gamma = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2 \operatorname{Re} \kappa}{1 - |\kappa|^2}.$$

Здесь

$$\kappa = \frac{E_X^T}{E_Y^T} = \frac{M_{XY}}{M_{YY}}, \quad \text{если } |E_Y^T| \geq |E_X^T|$$

и

$$\kappa = \frac{E_Y^T}{E_X^T} = \frac{M_{YY}}{M_{XY}}, \quad \text{если } |E_X^T| > |E_Y^T|.$$

Расчет γ и ϵ представлен в виде кривых на рис. 4 (1 и 2 соответственно). На резонансной частоте, когда $\nu l = k\pi + \pi/2$ (где $k = \pm 1, 2, 3 \dots$), $\epsilon \sim 1$, что соответствует волне, поляризованной по кругу. Направление большой оси эллипса поляризации в этой точке резко изменяется (с $-\pi/4$ до $\pi/4$). При уходе от точки резонанса соотношение осей эллипса оказывается отличным от 1, а при значительной расстройке прошедшее излучение становится линейно поляризованным (в точках $k\pi + \pi/4$ и $k\pi + 3\pi/4$).

Анализ характеристик показал, что АИ может успешно использоваться в качестве частотного дискриминатора при наличии оптической раз-

вязки с источником излучения. Заметим, что поляризатор и четвертьволновая пластинка, обычно используемые для развязки, в данном случае неприменимы. Ослабить взаимное влияние источника и интерферометра можно либо путем введения амплитудных ослабителей, либо путем увеличения параметра ϕ . Последнее приводит к уменьшению коэффициента отражения АИ на рабочей частоте, увеличению рабочей области дискриминатора и уменьшению крутизны его характеристики. При использовании амплитудных ослабителей применение фазовой пластины 2 обязательно. Это видно из выражений (3) — (5). Достаточно того, чтобы параметр β равнялся $\pi/4$, т. е. чтобы оптическая ось фазовой пластины 4 устанавливалась под углом 45° по отношению к направлению электрического вектора падающей линейно поляризованной волны.

Рассматриваемый анизотропный интерферометр целесообразно использовать в качестве селективного отражателя лазерного резонатора. При определенном выборе параметров интерферометр обладает хорошими избирательными свойствами (аппаратная острота его выше, чем у широко используемого интерферометра Фабри — Перо), а прошедшее излучение, которое неизбежно присутствует из-за неидеальности изготовленных отражающих покрытий, можно использовать в системе автоподстройки, не вносящей модуляцию в излучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 545877 (СССР). Многолучевой интерферометр/Ф. В. Карпушко, Г. В. Синицын. — Оpubл. в Б. И., 1977, № 5.
2. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В. «Двойная» частотная селекция в лазерах при помощи отражающего интерферометра с анизотропным заполнением. — Квант. электрон., 1980, т. 7, № 11, с. 2299—2304.
3. Новиков М. А., Тертышник А. Д. Оптические резонаторы с анизотропными элементами. — Изв. вузов. Радиофизика, 1976, т. 19, № 3, с. 364—372.
4. Арзуманов В. Н. и др. Частотный дискриминатор оптического диапазона на базе анизотропного резонатора. — Квант. электрон., 1975, т. 344, с. 30—33.
5. Захаров М. И., Прилепских В. Д. О возможности управления параметрами лазерного излучения с помощью анизотропного отражающего интерферометра. — В кн.: Тезисы докл. II Всесоюз. научн. конф. «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1979, с. 583.
6. Захаров М. И., Прилепских В. Д. Исследование характеристик анизотропного двухзеркального отражающего интерферометра. — В кн.: Тезисы докл. Всесоюз. конф. «Приборы и методы спектроскопии». Новосибирск, 1979, с. 24—26.
7. Молчанов В. Я., Скроцкий Г. В. Матричный метод вычисления собственных состояний поляризации анизотропных оптических резонаторов. — Квант. электрон., 1971, № 4, с. 3—26.
8. Арзуманов В. Н. и др. Одночастотный YAG-Nd-лазер, стабилизированный по эталонному анизотропному резонатору. — Автометрия, 1977, № 2, с. 125—127.

Поступила в редакцию 24 июля 1984 г.

УДК 537.224.33

И. Б. ТРОФИМОВ

(Москва)

ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ДИССИММЕТРИЕЙ В НЕПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА ЦТСЛ, ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПО ТОЛЩИНЕ

Вероятный механизм возникновения двупреломления в мелкозернистом твердом растворе ЦТСЛ $X/Y/Z$ * при распространении световой волны вдоль направления вектора поляризующего поля был уже описан в [1].

* ЦТСЛ $X/Y/Z$ — цирконат-титанат свинца лантана, где X — содержание лантана в ат. %; Y, Z — содержание циркония и титана в процентах соответственно.