

УДК 538.61:535.8

УСИЛЕНИЕ СЛАБЫХ ЭФФЕКТОВ ГИРОТРОПИИ В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

В.Х. ГАРИВЯН, А.А. ГЕВОРГЯН, О.С. ЕРИЦЯН, Ж.Б. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1996 г.)

Рассмотрено усиление поворота плоскости поляризации в намагниченном ферромагнетике в области сверхвысоких частот. Получены частотные зависимости коэффициента усиления для ряда значений азимута поляризации падающей волны и азимутальные зависимости коэффициента усиления для различных частот. Полученные результаты могут быть полезны, в частности, для исследования оптических параметров атмосферы.

1. Введение

При измерении оптических параметров среды поляриметрическими методами часто приходится иметь дело с малыми изменениями поляризации, подлежащими измерению, которые не могут быть обнаружены поляриметрическими приборами. Примером может служить волноводное распространение СВЧ излучения в нижних слоях атмосферы, которая является гиротропной ввиду присутствия магнитного поля Земли. Очевидно, что из-за малости этого поля измерение изменений азимута поляризации требует предварительного усиления.

С целью повышения чувствительности поляриметрических измерений, а именно, для измерения слабых изменений азимута поляризации, применяются устройства, усиливающие изменения азимута поляризации, основанные на линейном дихроизме [1], на неодинаковости коэффициентов отражения для p - и s -поляризаций [2]. В монографии [3] и цитированных там работах, в частности, в [4-6] рассмотрено усиление изменения азимута поляризации при прохождении света через анизотропную пластинку в присутствии и в отсутствие магнитооптической активности, а также через слой холестерического жидкого кристалла. В [3], гл. 7, задача усиления

поворота плоскости поляризации, рассмотренная ранее для оптической области, расширена на область сверхвысоких частот.

В настоящей работе рассмотрено усиление изменений азимута поляризации при отражении СВЧ волны от границы намагниченного ферромагнетика, рассчитана зависимость коэффициента усиления от частоты волны и от ее азимута поляризации.

2. Отражение волны от границы намагниченного ферромагнетика: соотношения между азимутами падающей и отраженной волн

Рассмотрим ферромагнитную среду, занимающую область $z \geq 0$ и намагниченную вдоль оси z . Компоненты тензора магнитной проницаемости имеют вид:

$$\begin{aligned} \mu_2 = \mu_{xx} = \mu_{yy} &= 1 + \frac{4\pi M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2 + \omega_r^2 - i\omega\omega_r}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 - 2i\omega\omega_r}, \\ \mu_3 = \mu_{zz} &= 1 + \frac{4\pi M_0}{H_0} \frac{\omega_r}{\omega_r - i\omega}, \\ \mu_{xy} = -\mu_{yx} = ig &= i \frac{4\pi M_0}{H_0} \frac{\omega\omega_H}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 - 2i\omega\omega_r}, \end{aligned} \quad (1)$$

где M_0 — магнитный момент единицы объема в отсутствие электромагнитной волны, H_0 — напряженность намагничивающего постоянного магнитного поля, ω_H — частота ферромагнитного резонанса, ω_r — частота релаксации, ω — частота падающей электромагнитной волны.

Пусть плоская волна с компонентами магнитного поля

$$\begin{aligned} H_p &= H \cos \varphi, \\ H_x &= H \sin \varphi \end{aligned} \quad (2)$$

падает из вакуума на границу $z=0$ среды (1) (H_p — составляющая поля в плоскости падения, а H_x — составляющая поля в перпендикулярном направлении, H — модуль вектора H , φ — азимут поляризации). Для компонент магнитного поля отраженной волны получаем следующие выражения [3]:

$$\begin{aligned} H_{1p} &= A_1 \cos \varphi + B_1 \sin \varphi, \\ H_{1x} &= A_2 \sin \varphi + B_2 \cos \varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$A_1 = \left[\alpha_2^+ \left(1 + \frac{\kappa_{2z}^+}{\varepsilon_2 \kappa_z} \right) \left(\alpha_1^- + \frac{\mu_3 \kappa_z}{\kappa_x} \right) - \alpha_2^- \left(1 + \frac{\kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2 \kappa_z} \right) \left(\alpha_1^+ + \frac{\mu_3 \kappa_z}{\kappa_x} \right) \right] / \Delta,$$

$$B_1 = \frac{2i}{\Delta} \mu_3 k_z (a_1^+ - a_1^-) / k_z,$$

$$A_2 = \left[\alpha_2^- \left(\alpha_1^+ - \frac{\mu_3 k_z}{k_z} \right) \left(-1 + \frac{k_{2z}^-}{\varepsilon_2 k_z} \right) - \alpha_2^+ \left(\alpha_1^- - \frac{\mu_3 k_z}{k_z} \right) \left(-1 + \frac{k_{2z}^+}{\varepsilon_2 k_z} \right) \right] / \Delta,$$

$$B_2 = \frac{2i \cos \vartheta}{\Delta} \alpha_2^+ \alpha_2^- \frac{\kappa_{2z}^+ - \kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2 \kappa_z},$$

$$\alpha_1^\pm = \frac{\kappa_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_3}{\kappa_x \kappa_{2z}^\pm}, \quad \alpha_2^\pm = \alpha_1^\pm \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 g}{\kappa_{2z}^{\pm 2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_3}, \quad (4)$$

$$\Delta = \alpha_2^+ \left(1 + \frac{\kappa_{2z}^+}{\varepsilon_2 \kappa_z} \right) \left(\alpha_1^- - \frac{\mu_3 \kappa_z}{\kappa_x} \right) - \alpha_2^- \left(1 + \frac{\kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2 \kappa_z} \right) \left(\alpha_1^+ - \frac{\mu_3 \kappa_z}{\kappa_x} \right),$$

$$\kappa_{2z}^\pm = \sqrt{\kappa_{2z}^{\pm 2} - \kappa_x^2},$$

$$\kappa_z^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 - \frac{\mu_2 - \mu_3}{2\mu_3} \kappa_x^2 \pm \eta_z^{1/2},$$

$$\eta_z = \left(\frac{\mu_2 - \mu_3}{2\mu_3} \right)^2 \kappa_x^4 + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_2 g^2}{\mu_3} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_3 - \kappa_x^2 \right),$$

$\kappa_x = \frac{\omega}{c} \sin \vartheta$, $\kappa_z = \frac{\omega}{c} \cos \vartheta$, ϑ — угол падения, ε_2 — диэлектрическая проницаемость. Связь между азимутами поляризации φ и ψ падающей и отраженной волн дается следующей формулой [7]:

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2 \operatorname{Re} \chi}{1 - |\chi|^2}, \quad (5)$$

где $\chi = H_{1y} / H_{1x}$, а ψ определяется по соотношениям: $H_{1y} = H_1 \cos \psi$, $H_{1x} = H_1 \sin \psi$ (угол между большой осью эллипса поляризации и плоскостью падения).

В нашем случае

$$\chi = \frac{A_2 \operatorname{tg} \varphi + B_2}{A_1 + B_1 \operatorname{tg} \varphi}. \quad (6)$$

Подставляя это выражение в (5), получаем

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{\alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_1}{\alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_2} \right), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= A_2 B_1^* + B_1 A_2^*, & \alpha_2 &= |B_1|^2 - |A_2|^2, \\ \beta_1 &= A_2 A_1^* + B_2 B_1^* + A_1 A_2^* + B_1 B_2^*, \\ \beta_2 &= A_1 B_1^* + B_1 A_1^* - A_2 B_2^* - B_2 A_2^*, \\ \gamma_1 &= B_2 A_1^* + A_1 B_2^*, & \gamma_2 &= |A_1|^2 - |B_2|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Звездочками здесь обозначены комплексно-сопряженные значения соответствующих величин.

Коэффициент усиления f по азимуту — это производная от ψ по φ :

$$f = \frac{d\psi}{d\varphi} = \frac{2 \operatorname{tg} \varphi (\alpha_1 D - \alpha_2 C) + (\beta_1 D - \beta_2 C)}{2 \cos^2 \varphi (C^2 + D^2)}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} C &= \alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_1, \\ D &= \alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_2. \end{aligned} \quad (10)$$

В следующем пункте приведены результаты численного расчета усиления поворота плоскости поляризации в области сверхвысоких частот, представленные в виде трехмерных графиков.

3. Частотная и азимутальная зависимости коэффициента усиления

На рис.1 представлена зависимость усиления поворота плоскости поляризации $|f|$ от азимута поляризации φ при различных значениях частоты ω . Шаг изменения ω равен $\Delta\omega = 0.04\omega_H$, причем частота изменяется в интервале $-0,16 \leq \omega/\omega_H \leq 1+0,16$.

В анизотропных средах в отсутствие внешнего магнитного поля и оптической активности период абсолютного значения $|f|$ по φ равен π , причем в интервале изменения φ от 0 до π величина $|f|$ имеет два одинаковых максимума, больших единицы и симметричных относительно оси $\varphi = \pi/2$. Как видно из рис.1 и как показывают вычисления, период $|f|$ по φ равен π также в нашем случае, однако при изменении φ от 0 до π величина $|f|$ имеет или только один максимум,

или два, но последние не равны друг другу и расположены несимметрично относительно оси $\varphi = \pi/2$.

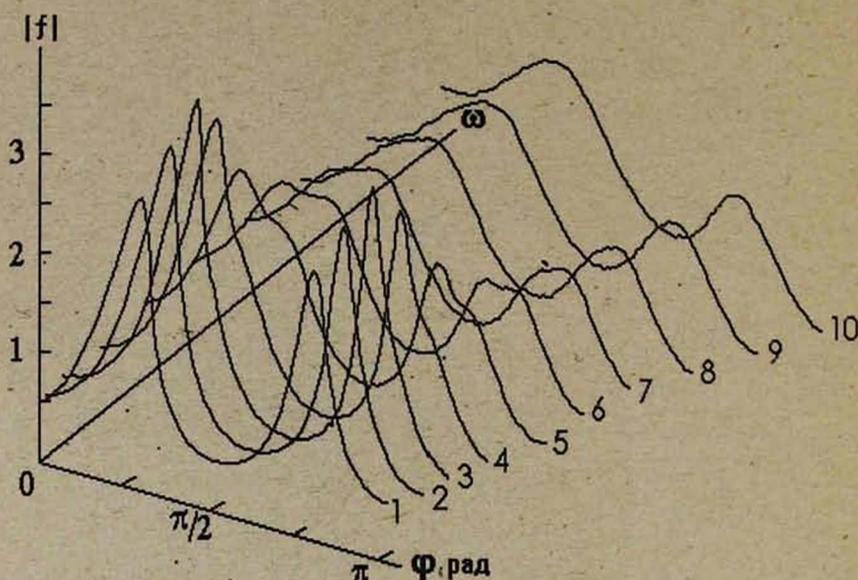


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления поворота плоскости поляризации от азимута поляризации φ при различных значениях частоты ω/ω_0 : 0,84(1); 0,88(2); 0,92(3); 0,96(4); 1,00(5); 1,04(6); 1,08(7); 1,12(8); 1,16(9); 1,20(10).

Из графиков видно, что величина f чувствительна к изменению частоты, особенно вблизи частоты ферромагнитного резонанса. Вблизи ферромагнитного резонанса наблюдается значительное увеличение коэффициента усиления, связанное со значительным увеличением анизотропии среды на этих частотах. Если при малых частотах максимальное усиление наблюдается при малых азимутах, то с увеличением частоты появляется второй пик в зависимости $|f|$ от φ , и с дальнейшим увеличением частоты высота этого пика постепенно увеличивается.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента усиления $|f|$ от частоты падающей электромагнитной волны при различных значениях азимута φ . Как видно из графиков, кривая зависимости $|f|$ от φ имеет резонансоподобный вид и отображает ферромагнитный резонанс, причем при различных азимутах меняется форма этой

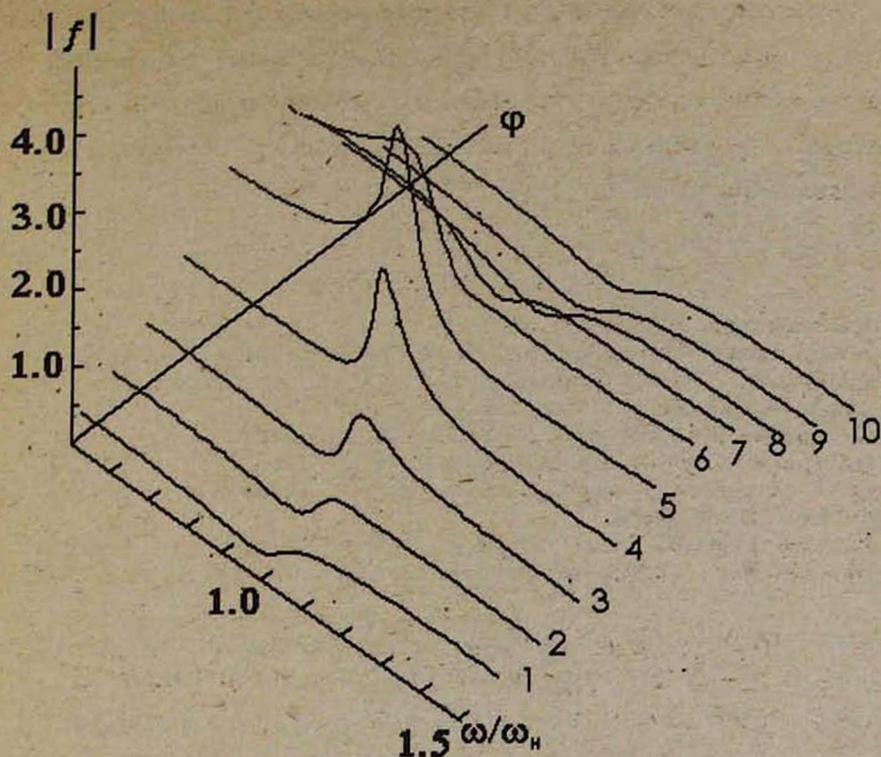


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления поворота плоскости поляризации от частоты падающей электромагнитной волны при различных значениях азимута φ . Шаг изменения φ выбран равным $\pi/10$, а само φ изменяется в интервале от 0 до π .

кривой. Для разных азимутов различны амплитуды собственных волн, распространяющихся в существенно разных направлениях и в плоскости фронта которых различна анизотропия среды, существенная для усиления. Анизотропия в свою очередь имеет резонансную зависимость от частоты. Этим и объясняется резонансоподобная зависимость усиления от частоты.

Приведенные кривые демонстрируют также значительную избирательность величины $|f|$ по частоте, особенно на азимутах максимального усиления.

В качестве примера, в котором имеем дело с распространением СВЧ излучения в атмосфере при различных поляризациях, укажем на работу [8].

В заключение отметим, что представленные зависимости и ряд других выполненных нами численных расчетов показывают, что рассмотренные среды могут быть использованы как усилители поворота плоскости поляризации (изменений азимута поляризации) на сверхвысоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Запасский. ЖПС, 37, 181 (1982).
2. К.К.Свиташев, Г.Хасанов. Оптика и спектроскопия, 54, 538 (1982).
3. О.С.Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
4. О.С.Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 19, 40 (1984).
5. О.С.Ерицян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, 12 (1986).
6. М.А.Ганапетян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян, Ж.О.Ниноян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 22, 100 (1987).
7. Р.Аззам, Н.Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет, М., Мир, 1981.
8. Ж.Б.Хачатрян, В.Х.Гарибян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, 170 (1996).

ԳԻՐՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ԹՈՒՅԼ ԷՅԵԿՏՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ ԳԵՐԲԱՐՁԸ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Վ.Խ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ժ.Ք. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Զննարկված է էլեկտրոմագնիսական ալիքի քրեռացման հարթության պտույտի ուժեղացումը մագնիսացված ֆեռամագնիսի միջով անցման ժամանակ: Ստացված են ուժեղացման գործակցի հաճախային կախվածությունները ընկնող ալիքի տարրեր ամպլիտուդների դեպքում և ամպլիտուդային կախվածությունները տարրեր հաճախությունների դեպքում: Ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել մթնոլորտի օպտիկական պարամետրերի ուսումնասիրման համար:

AMPLIFICATION OF WEAK GYROTROPIC EFFECTS IN THE HIGH-FREQUENCY REGION

V.Kh. GARIBYAN, A.H. GEVORGIAN, H.(O.)S. ERITSIAN, Gh.B. KHACHATRIAN

Amplification of rotation of the polarization plane in the magnetized ferromagnet in the high-frequency region is considered. Frequency dependence of the amplification coefficient for a sequence of azimuth values of the incident wave polarization and the azimuth dependence of the amplification coefficient for different frequencies are calculated. The obtained results are useful, in particular, for studies of the optical parameters of atmosphere.