

## **О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОСВЕТЛЕНИЯ СРЕД В ЗАПРЕДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ЧАСТОТ**

*Аннотация.* Рассмотрены условия распространения электромагнитных волн в средах с дисперсией в области частот непрозрачности (запредельной области частот). Установлено, что введение усиливающих компонент в среды приводит к их просветлению с высоким коэффициентом усиления. Рассмотрено влияние усиления на волновые процессы в гиротропных средах.

*Ключевые слова:* дисперсные, анизотропные среды, запредельная область частот, условие усиления.

*Abstract.* Conditions of distribution of electromagnetic waves in environments with a dispersion in the field of frequencies of opacity (band-stop area of frequencies) are considered. It is established, that introduction strengthening a component on Wednesdays leads to their enlightenment with high factor of strengthening. Influence of strengthening on wave processes in gyrotropy environments is considered.

*Keywords:* disperse, anisotropic environments, other-wordly area of frequencies, strengthening condition, band-stop of frequencies.

### **Введение**

Одними из основных электродинамических характеристик материальных сред являются области их частотной прозрачности для электромагнитных волн, определяющих частотные диапазоны их использования (или, наоборот, запредельные области частот) [1, 2]. Физические свойства различных сред в областях прозрачности достаточно хорошо изучены и широко используются в технике [3–6]. Методы компенсации затухания и усиления электромагнитных волн путем введения усиливающих сред (твердотельных или газовых) в области их прозрачности рассматривались многими авторами [7–10]. Уровень усиления электромагнитных волн в средах в области их прозрачности пропорционален мнимой части диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon''$ , характеризующей активность среды (обычно невелик). Известен эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) сред, описываемых в рамках моделей двухуровневых систем (передний фронт импульса волны переводит атомы среды в возбужденное состояние, энергия которых возвращается задней части импульса) [10]. Эффект наблюдается на резонансных частотах атомов среды. В работах [11, 12] показано, что использование усиливающих свойств сред любой природы в области запредельных частот волноводных экранированных структур позволяет при малом параметре усиления сред получить высокий коэффициент усиления электромагнитных волн в широком диапазоне частот. В настоящей работе рассмотрены условия распространения электромагнитных волн в неограниченных средах с дисперсией в запредельной области частот в изотропных и гиротропных средах.

### **1 Волны в запредельных областях частот**

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в однородном изотропном пространстве, характеризуемом постоянными во времени и в

пространстве параметрами диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей сред в отсутствие источников излучения. Отметим, что в отсутствие затухания или усиления ( $\epsilon'' = 0$ ,  $\mu'' = 0$ ) условием прозрачности сред для электромагнитных волн является выполнение одновременно соотношений:

$$\epsilon' > 0, \mu' > 0 \quad (\text{а})$$

или соотношений

$$\epsilon' < 0, \mu' < 0. \quad (\text{б})$$

Для большинства известных сред в области прозрачности выполняются соотношения (а). Соотношения (б) выполняются для оптически отрицательных сред [13]. Условием непрозрачности (запредельности) сред являются соотношения:

$$\epsilon' < 0, \mu' > 0 \quad (\text{в})$$

или соотношения

$$\epsilon' > 0, \mu' < 0. \quad (\text{г})$$

В тех областях частот, где выполняется одно из этих соотношений, волновое число становится чисто мнимым  $k_z = ik_z''$ , ( $k_z' = 0$ ), и волны не распространяются (за направление распространения волны выберем ось  $Oz$ ). Условия (в) характерны для плазмы. В частности, для бесстолкновенной ( $\epsilon'' = 0$ ) плазмы запредельная область частот лежит в области частот:  $\omega < \omega_p$ , где действительная часть диэлектрической проницаемости  $\epsilon' < 0$ . Действительная часть волнового числа  $k_z' = 0$ ,  $\nu_f \rightarrow \infty$ , а мнимая компонента  $k_z'' = k_0 \sqrt{|\epsilon'|} \mu$  характеризует степень затухания. Соотношения (г) выполняются для ферромагнетиков в области частот ферромагнитного резонанса (ФМР).

Затухание (или усиление в зависимости от знака компоненты  $\epsilon''$ ) наблюдаются при комплексных параметрах  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  и  $\mu = \mu' + i\mu''$ . Волновое число в направлении распространения волны имеет вид

$$k_z = k_z' + ik_z'' = k_0 \sqrt{(\epsilon' + i\epsilon'')(\mu' + i\mu'')}.$$

Для большинства известных сред, применяемых в волноводной технике (диэлектрики, сегнетоэлектрики, полупроводники), магнитные компоненты параметров сред диссипативные ( $\mu'' \leq 0$ ). Величина мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''$  может рассматриваться как параметр активности среды:

– при  $\epsilon'' > 0$  амплитуды волн нарастают в пространстве (усиливающие среды);

– при  $\epsilon'' < 0$  амплитуда волн уменьшается, наблюдается затухание – среды диссипативные.

При  $\epsilon' > 0$  действительную и мнимую части волнового числа можно представить в виде

$$\begin{cases} k'_z \\ k''_z \end{cases} = k_0 \sqrt{((\epsilon'\mu' - \epsilon''\mu'')^2 + (\epsilon''\mu' + \epsilon'\mu'')^2)} \cdot \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (\delta/2), \quad (1)$$

где  $\delta = \arctg[(\epsilon''\mu' + \epsilon'\mu'')/(\epsilon'\mu' - \epsilon''\mu'')]$ .

При малом модуле параметра активности среды (затухание или усиление)  $|\epsilon''/\epsilon'| \ll 1$ . В этом случае компоненты волнового числа определяются в виде

$$k'_z \approx k_0 \sqrt{\epsilon'\mu'}, \quad k''_z \approx \frac{k_0 \epsilon''}{2} \sqrt{\frac{\mu'}{\epsilon'}}.$$

Тогда относительный параметр затухания (или усиления) определяется выражением

$$\frac{k''_z}{k'_z} \approx \frac{\epsilon''\mu' + \epsilon'\mu''}{\epsilon'\mu' - \epsilon''\mu''} \approx \frac{\epsilon''}{2\epsilon'}. \quad (2)$$

Таким образом, в области прозрачности сред коэффициент усиления (или затухания) волны  $k''_z$  пропорционален величине параметра активности среды  $\epsilon''$  (при малом по модулю параметре активности среды  $\epsilon''$  коэффициент усиления (или ослабления) волны  $k''_z$  также является малой величиной). Это свойство наблюдается для всех типов волноводных структур, что объясняет малую эффективность усилителей, работающих в области прозрачности структур.

В запердельной полосе частот для немагнитных сред выполняется соотношение  $\epsilon'\mu < 0$  ( $\mu = \mu'$ ,  $\mu'' = 0$ ), и при малой величине параметра активности среды

$$\begin{aligned} k'_z &= k_0 \left( (\epsilon'\mu)^2 + (\epsilon''\mu)^2 \right)^{1/4} \cdot \sin(|\delta|/2) \approx \frac{k_0 |\epsilon''| \mu}{2\sqrt{|\epsilon'\mu|}}; \\ k''_z &= \pm k_0 \left( (\epsilon'\mu)^2 + (\epsilon''\mu)^2 \right)^{1/4} \cdot \cos(\delta/2) \approx \pm k_0 \sqrt{|\epsilon'\mu|}. \end{aligned} \quad (3)$$

Знак плюс соответствует активной среде, и знак минус соответствует диссипативной среде. Относительный параметр усиления (или затухания):

$$|k''_z/k'_z| \approx |2\epsilon''/\epsilon''| \gg 1. \quad (4)$$

Учет потерь или усиливающих свойств среды (параметр активности среды  $|\epsilon''| > 0$ ) независимо от его знака приводит к появлению в запердельной области частот действительной компоненты волнового числа  $k'_z \neq 0$ , волна распространяется вдоль оси  $Oz$ . Коэффициент усиления волны  $k''_z/k_0 \sim 1 \dots 10^2$  при малой величине параметра активности среды ( $\epsilon'' \sim 10^{-2} \dots 10^{-5}$ ).

## 2 Волны в изотропной ионизированной среде

В изотропной ионизированной среде без потерь (неподмагниченная плазма) диэлектрическая проницаемость определяется функцией  $\epsilon' = 1 - \omega_p^2/\omega^2$

( $\omega$  – частота электромагнитной волны,  $\omega_p$  – плазменная частота), и полоса частот  $\omega < \omega_p$  является запердельной. В этой области частот  $\epsilon' < 0$ , волновое число является величиной мнимой  $k = ik''$ , и затухание волн описывается функцией  $\sim \exp(-k''z)$ . Критическое значение частоты, разделяющее области пропускания и задерживания  $\omega_{cr} = \omega_p$ . При наличии потерь энергии (определяемых частотой столкновения носителей  $\nu$ ) параметр активности среды  $\epsilon'' < 0$ , характер распространения электромагнитных волн изменяется. В области частот  $\omega > \sqrt{\omega_p^2 - \nu^2}$  расположена полоса пропускания, в области частот  $0 < \omega < \sqrt{\omega_p^2 - \nu^2}$  расположена область частот с высоким затуханием. В полосе пропускания волны распространяются с затуханием, для компонент волнового числа выполняется соотношение  $|k'_z/k''_z| \gg 1$ . В полосе непропускания волны «просачиваются» в запердельную область пространства, быстро затухая вглубь этой области при удалении от источника излучения, при этом  $|k'_z/k''_z| \ll 1$ .

На рис. 1 показаны действительные (кривые 1, 2) и мнимые (кривые 3, 4) части волновых чисел (нормированных на волновое число в свободном пространстве) усиливающей среды (кривые 1, 3) и диссипативной среды (кривые 2, 4) в полосах: пропускания ( $\omega_p/\omega < 1$ ) и задерживания ( $\omega_p/\omega > 1$ ).

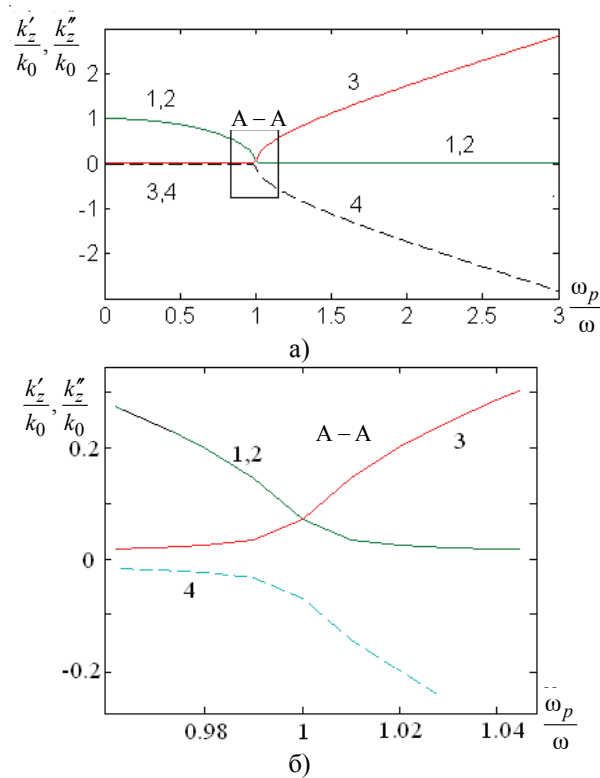


Рис. 1 Дисперсионные характеристики электромагнитных волн в плазме с активной и диссипативной средами (а) (кривые 1, 2 –  $k'_z/k_0$ ; кривая 3 –  $k''_z/k_0$  ( $\epsilon'' = 0,01$ ), кривая 4 –  $k''_z/k_0$  ( $\epsilon'' = -0,01$ )), б – область А–А.

Действительные части волновых чисел для активной и диссипативной сред практически совпадают во всей области частот. Мнимые части волновых чисел отличаются знаком: для диссипативных сред наблюдается затухание волн ( $k_z'' < 0$ ), для усиливающих – усиление ( $k_z'' > 0$ ) как в областях пропускания (прозрачности), так и в запредельных областях частот. При этом величины затухания (и усиления) в запредельных областях частот существенно превышают эти параметры в полосе прозрачности. В области полосы пропускания коэффициент усиления  $k_z''/k_0 \sim \epsilon''/\epsilon'$  и сравнительно мал из-за малой величины параметра  $\epsilon''$ . В запредельной области частот, наоборот, наблюдается существенно большее усиление, величина которого растет при удалении от частоты отсечки.

На рис. 2 показаны дисперсионные характеристики электромагнитных волн в ионизированной среде в зависимости от величины нормированной частоты и от параметра активности среды. Параметр активности меняется в пределах  $\epsilon'' \approx -0,1 \dots 0,1$ , включая область усиления ( $\epsilon'' > 0$ ) и область диссипации ( $\epsilon'' < 0$ ). Действительная часть волнового числа  $k_z'/k_0$  зависит от параметра активности среды только в области малых значений его модуля  $|\epsilon''| < 0,05$ . Мнимая часть  $k_z''/k_0$  близка к нулю в области полосы пропускания и в запредельной области растет по модулю при удалении от частоты отсечки. В полосе пропускания ( $\omega_p/\omega < 1$ )  $|k_z''/k_z'| \ll 1$ , в запредельной области частот выполняется соотношение  $|k_z''/k_z'| \gg 1$ .

Таким образом, в запредельной области частот волны могут распространяться с большим коэффициентом усиления, с большой фазовой и малой групповой скоростями. Коэффициент усиления  $k_z''/k_0$  в малой степени зависит от абсолютного значения величины параметра  $\epsilon''$  и меняет знак при изменении знака.

В работе [8] показано, что при наличии электрического тока, приводящего к ионизации нейтральных атомов, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы в сильном электрическом поле принимает вид

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega \frac{e}{im_e \mu_d}}, \quad (5)$$

где  $\mu_d = \partial u / \partial E$  – дифференциальная подвижность носителей зарядов;  $u$  – дрейфовая скорость.

В зависимости от знака параметра подвижности  $\mu_d$  носителей зарядов меняется знак параметра активности среды  $\epsilon''$ . В слабых полях при напряженности электрического поля, меньшей критического значения, дифференциальная проводимость положительна, среда проявляет диссипативные свойства, и волны затухают. При большой напряженности поля  $\epsilon'' > 0$  и среда обладает свойствами усиливающей среды.

На рис. 3 показаны дисперсионные характеристики для электромагнитной волны, распространяющейся в среде с диэлектрической проницаемостью (5).

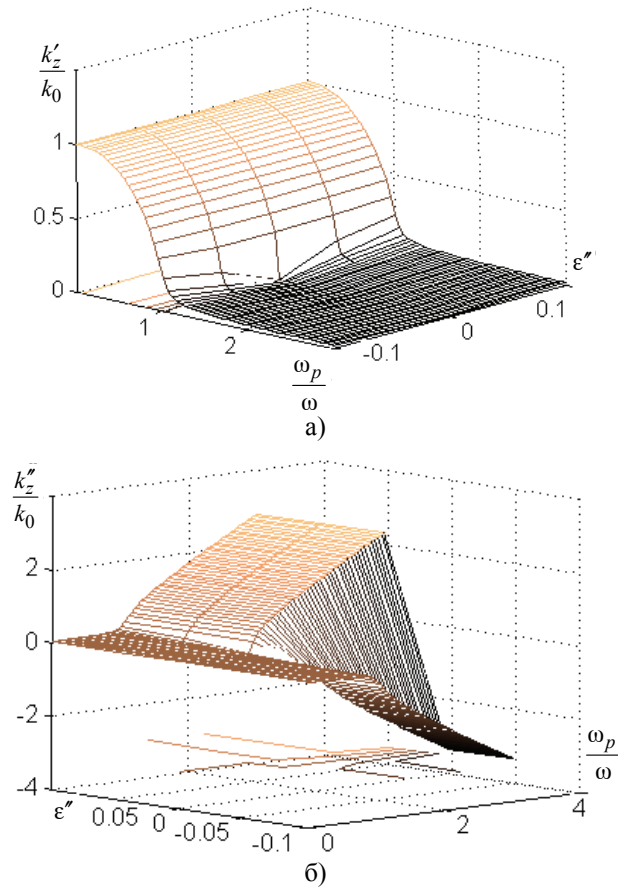


Рис. 2 Дисперсионные характеристики действительной (а) и мнимой (б) компонент волнового числа электромагнитных волн в зависимости от параметра активности среды

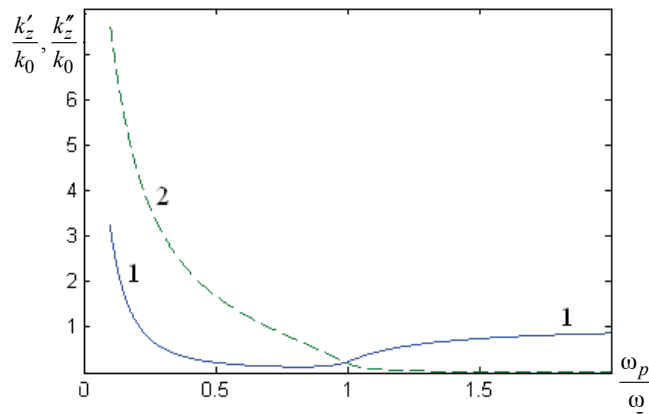


Рис. 3 Дисперсионные характеристики активной плазмы ( $k'_z/k_0 = 1$ ,  $k''_z/k_0 = 2$ )

За счет усиливающих свойств среды в запредельной области частот  $\omega/\omega_p < 1$  наблюдается усиление с коэффициентом усиления, существенно большим, чем коэффициент усиления в области полосы пропускания.

Изменение характера дисперсионных кривых электромагнитных волн в плазме (рис. 3), описываемой параметрами (5), по сравнению с дисперсионными кривыми для плазмы (рис. 1), описываемой параметрами (1), сводится к сильному изменению действительной части волнового числа  $k'_z/k_0$  в запрещенной области частот при удалении от критической частоты. Зависимость волнового числа от параметра активности и от частоты показана на рис. 4.

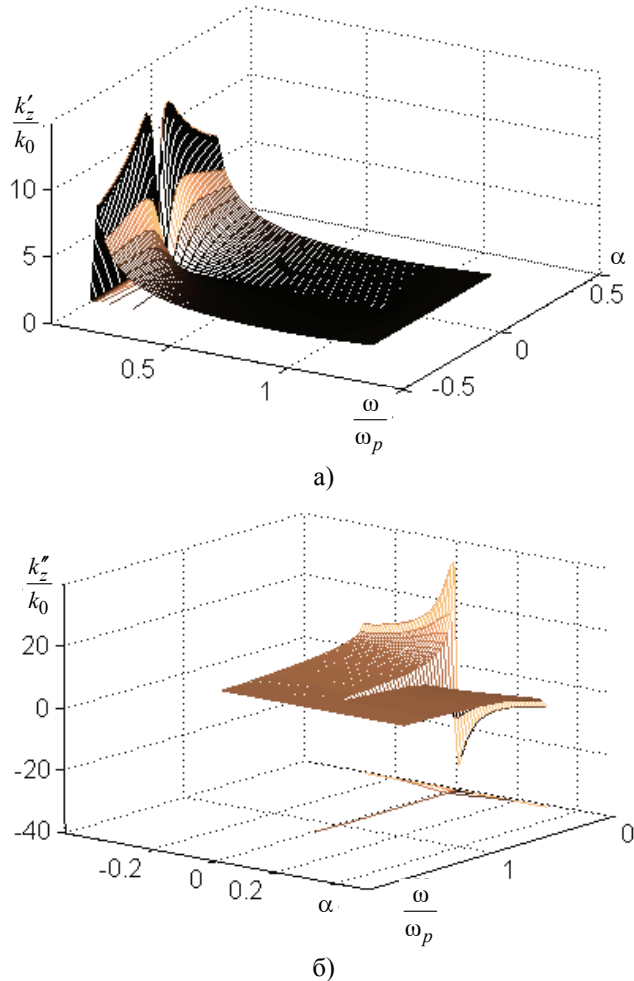


Рис. 4 Дисперсионные характеристики активной плазмы с параметрами (5) ( $\alpha = e/m_e\mu_d$  – параметр активности среды)

### 3 Волны в гиротропной среде (продольное подмагничивание)

Влияние внешнего магнитного поля проявляется в возникновении анизотропии среды, описываемой тензором диэлектрической проницаемости, который носит гиротропный характер. В постоянном магнитном поле, ориентированном вдоль оси  $Oz$ , диэлектрическая проницаемость неограниченной бесстолкновенной плазмы ( $\nu \ll \omega$ ) характеризуется асимметричным тензором второго ранга:

$$\|\varepsilon\| = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon_a & 0 \\ i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}$ ,  $\varepsilon_a = \frac{\omega_H}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$ ,  $\varepsilon_z = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ;  $\omega_p = e\sqrt{4\pi n/m}$  – плазменная частота,  $\omega_H = \gamma H_0 = \frac{ge}{2mc} H_0$ ;  $H_0$  – величина поля подмагничивания;  $g \approx 2$  – фактор спектроскопического расщепления.

Анализ уравнений Максвелла показывает наличие двух типов собственных волн с правой и левой круговой поляризацией. Волновые числа зависят от частоты:

$$k_z^\pm = k_0 \sqrt{\mu(\varepsilon \pm \varepsilon_a)} = k_0 \sqrt{\mu \frac{\omega(\omega \mp \omega_H) - \omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_H)}}. \quad (6)$$

Фазовые скорости каждой из этих волн:

$$v^\pm = \frac{\omega}{k_z^\pm} = \frac{c}{k_0 \sqrt{\mu(\varepsilon \pm \varepsilon_a)}} = \frac{c}{k_0 \sqrt{\mu \frac{\omega(\omega \mp \omega_H) - \omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_H)}}}.$$

Волны распространяются, если волновые числа и соответствующие им фазовые скорости являются действительными величинами. Для волн с правой и левой круговой поляризацией запердельные области частот не совпадают:

$$\omega_H < \omega < \frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 + \omega_p^2}; \quad (7)$$

$$0 < \omega < -\frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 + \omega_p^2}. \quad (8)$$

Это означает, что если в среде возбудить линейно поляризованную волну, распространяющуюся в направлении поля подмагничивания, то в зависимости от диапазона частот в среде будут распространяться:

– только волны с правой круговой поляризацией (в диапазоне частот (7), запердельных для волн с левой круговой поляризацией);

– только волны с левой круговой поляризацией (в диапазоне частот (8), запердельных для волн с правой круговой поляризацией);

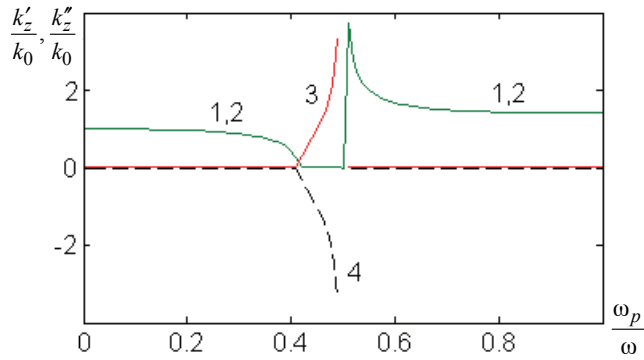
– линейно поляризованные волны в остальных диапазонах частот.

Одновременно будет наблюдаться поворот плоскости поляризации из-за различия скоростей распространения волн с правой круговой поляризацией и волн с левой круговой поляризацией.

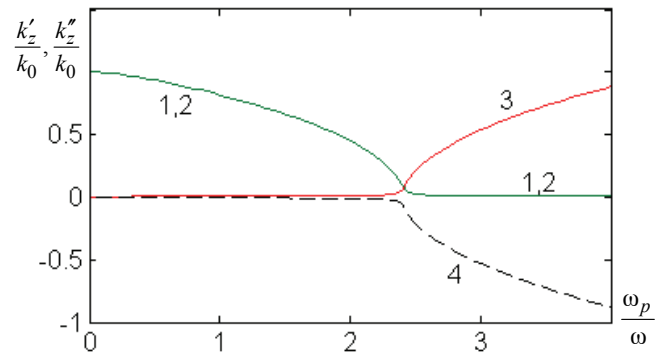
На рис. 5,а показаны дисперсионные характеристики для волн с правой круговой поляризацией для активных и диссипативных сред с одинаковым по модулю параметром активности среды (для случая  $\omega_H = 2\omega_p$ ). Область час-



тот  $1/(1+\sqrt{2}) < \omega_p/\omega < 1/2$  является запредельной. В этой области наблюдается (в зависимости от знака параметра активности среды  $\epsilon''$ ): интенсивное усиление волн (кривая 3) или интенсивное затухание волн (кривая 4). Для волн левой круговой поляризации дисперсионные характеристики показаны на рис. 5,б.



а)



б)

Рис. 5 Дисперсионные характеристики волн с правой (а) и левой (б) круговой поляризацией (кривые 1, 2 –  $k'_z/k_0$ , кривая 3 –  $k''_z/k_0$  ( $\epsilon'' = 0,01$ ), кривая 4 –  $k''_z/k_0$ , ( $\epsilon'' = -0,01$ ),  $\omega_H = 2\omega_p$ )

Область частот  $1/(-1+\sqrt{2}) < \omega_p/\omega$  является запредельной. В запредельной области частот коэффициенты  $k''_z$  усиления (кривая 3) или ослабления (кривая 4) среды растут пропорционально величине сдвига относительно частоты отсечки. Коэффициенты усиления мало зависят от параметра активности среды  $\epsilon''$ .

#### 4 Волны в гиротропной среде (поперечное подмагничивание)

Рассмотрим распространение плоской волны вдоль оси  $Ox$  в случае поперечного подмагничивания (вектор постоянного магнитного поля направлен вдоль оси  $Oz$ ,  $\mathbf{H}_0 = e_z H_0$ ). Задача сводится к решению волнового уравнения для компоненты электрического поля  $E_z$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k_0^2 \epsilon_z \mu E_z = 0,$$

описывающего плоскую «обыкновенную» волну с компонентами  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$ , решение которого ищется в виде распространяющейся вдоль оси  $Ox$  волны

$$E_z(x, t) = E_{z0} \cdot \exp[i(\omega t - k_x x)].$$

Физические свойства обыкновенной волны аналогичны волнам в неподмагниченной плазме.

«Необыкновенная» волна с компонентами  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$  характеризуется постоянной распространения:

$$k_x = k_0 \sqrt{\mu \frac{[\omega(\omega - \omega_H) - \omega_p^2] \cdot [\omega(\omega + \omega_H) - \omega_p^2]}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_p^2)}},$$

где  $\epsilon_{\perp} = (\epsilon^2 - \epsilon_a^2) \epsilon^{-1}$ .

Две запердельные области частот расположены в диапазонах:

$$0 < \omega < -\frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 + \omega_p^2};$$

$$\sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2} < \omega < \frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^2 + \omega_p^2}.$$

Для необыкновенных волн дисперсионные характеристики показаны на рис. 6 для параметров  $\omega_p/\omega_H = 2$ ,  $\epsilon'' = 0,01$ ,  $\mu = 1$ . В областях частот

$$1/(1 + \sqrt{2}) < \omega_p/\omega < 1/2, \quad 1/(-1 + \sqrt{2}) < \omega_p/\omega$$

находятся области с коэффициентом усиления  $k_x''/k_0 > 1$ .

Усиление наблюдается во всей полосе частот, где  $\epsilon'' > 0$ . В полосах пропускания коэффициент усиления при малом параметре  $\epsilon''$  также малый:  $|k_z''/k_z'| \ll 1$ . В полосах задерживания выполняется соотношение:  $|k_z''/k_z'| \gg 1$ .

### Заключение

В дисперсных средах имеются области частот, в которых волны не могут распространяться (запердельные области частот). Введение усиливающих компонент сред приводит к их просветлению и усилению волн с высоким коэффициентом усиления при малых параметрах активности сред. Анизотропия параметров сред приводит к появлению дополнительных запердельных частотных полос, в которых при введении усиливающих сред наблюдается просветление сред с большим усилением волн.

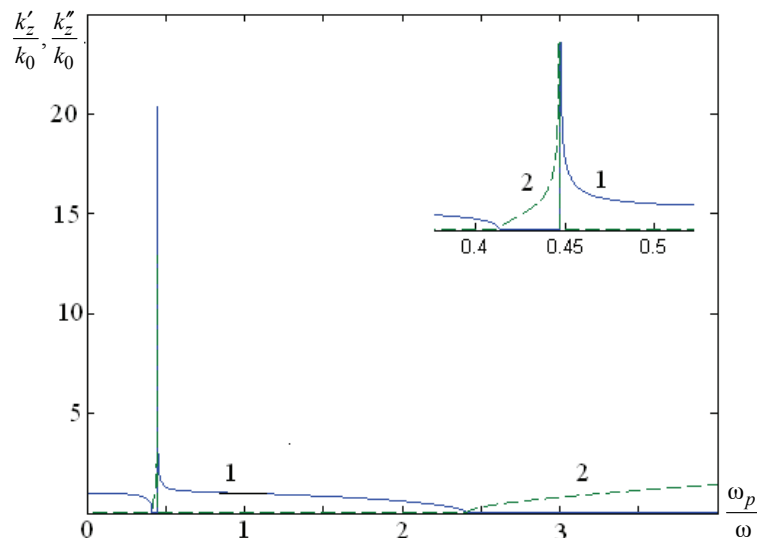


Рис. 6 Дисперсионные характеристики необыкновенных волн в гиротропной среде (1 –  $k'_x/k_0$ , 2 –  $k''_x/k_0$ )

#### Список литературы

1. **Никольский, В. В.** Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1989. – 544 с.
2. **Туров, Е. А.** Материальные уравнения электродинамики / Е. А. Туров. – М. : Наука, Физматгиз, 1983. – 160 с.
3. **Пименов, Ю. В.** Техническая электродинамика / Ю. В. Пименов, В. И. Вольман, А. Д. Муравцов. – М. : Радио и связь, 2002. – 536 с.
4. **Гуревич, А. Г.** Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. – М. : Наука, 1973. – 592 с.
5. **Бурсиан, Э. В.** Когерентные эффекты в сегнетоэлектриках / Э. В. Бурсиан, Я. Г. Гиршберг. – М. : Прометей, 1989. – 197 с.
6. **Басс, Ф. Г.** Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов. – М. : Наука, 1989. – 195 с.
7. **Стил, М.** Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стил, Б. Вюраль. – М. : Атомиздат, 1973. – 248 с.
8. **Орешко, А. Г.** // Вопросы атомной науки и техники. – 2003. – № 4. – С. 262–264. – (Плазменная электроника и новые методы ускорения).
9. **Шур, М.** Современные приборы на основе арсенида галлия / М. Шур. – М. : Мир, 1991.
10. **Альперин, М. М.** Введение в физику двухуровневых систем / М. М. Альперин, Я. Д. Клубис, А. И. Хижняк. – Киев : Наукова думка, 1987. – 224 с.
11. **Кузнецова, Т. И.** // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 3. – С. 257–260.
12. **Глущенко, А. Г.** Запредельные волноводные структуры и среды с усилением / А. Г. Глущенко, Е. П. Захарченко. – Самара : Сам. НЦ РАН, 2009. – 170 с.
13. **Блиох К. Ю.,** Блиох Ю. П. // УФН. – Т. 174. – В. 4. – 2004.

**Глущенко Александр Григорьевич**  
доктор физико-математических наук,  
профессор, заведующий кафедрой  
физики, декан факультета базового  
телекоммуникационного образования,  
Поволжский государственный  
университет телекоммуникаций  
и информатики (г. Самара)

E-mail: gag@psati.ru

**Захарченко Евгения Павловна**  
старший преподаватель, кафедра физики,  
Поволжский государственный  
университет телекоммуникаций  
и информатики (г. Самара)

E-mail: zep646@yandex.ru

**Glushchenko Alexander Grigoryevich**  
Doctor of physico-mathematical sciences,  
professor, head of sub-department  
of physics, dean of the department of basic  
telecommunication training, Volga region  
state university of telecommunications  
and computer science

**Zakharchenko Evgeniya Pavlovna**  
Senior lecturer, sub-department  
of physics, Volga region state  
university of telecommunications  
and computer science

---

УДК 535.5

**Глущенко, А. Г.**

**О возможности просветления сред в запредельных областях частот /**  
А. Г. Глущенко, Е. П. Захарченко // Известия высших учебных заведений.  
Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2009. – № 4 (12). –  
С. 118–129.