

## О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ. II

В. В. Железняков

На основе полученных в статье [1] соотношений между коэффициентами асимптотического решения по обе стороны от областей взаимодействия рассмотрены конкретные случаи взаимодействия нормальных волн в слабо неоднородной магнитоактивной плазме при  $\omega_H/\omega < 1$  и при  $\omega_H/\omega > 1$  ( $\omega$  — частота волны,  $\omega_H$  — гирочастота). Найдены явные выражения для характерных параметров взаимодействия, справедливые при малых углах между постоянным магнитным полем и направлением распространения волн.

### 1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В статье [1], цитируемой ниже как I, были получены следующие соотношения между коэффициентами асимптотического решения, связывающие амплитуды нормальных волн по обе стороны от областей взаимодействия в плазме\*:

$$\left. \begin{aligned} c'_{II} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} c_{II} - e^{-\delta_{01}} c_{III}, \\ c'_{II} &= e^{-\delta_{01}} c_{II} + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} c_{III}; \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

$$\left. \begin{aligned} d'_{II} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} d_{II} - e^{-\delta_{01}} d_{III}, \\ d'_{III} &= e^{-\delta_{01}} d_{II} + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} d_{III}; \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{c}'_I &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} \tilde{c}_I + e^{-\delta_{02}} \tilde{c}_{III}, \\ \tilde{c}'_{III} &= -e^{-\delta_{02}} \tilde{c}_I + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} \tilde{c}_{III}; \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{d}'_I &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} \tilde{d}_I + e^{-\delta_{02}} \tilde{d}_{III}, \\ \tilde{d}'_{III} &= -e^{-\delta_{02}} \tilde{d}_I + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} \tilde{d}_{III}. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

В формулах (1.1)–(1.4) характерные параметры взаимодействия  $\delta_{01}$  и  $\delta_{02}$  определяются интегралами

$$\delta_{01} = -i\rho \oint \frac{n_{III} - n_{II}}{4} d\varepsilon; \quad \delta_{02} = -i\rho \oint \frac{n_I - n_{III}}{4} d\varepsilon, \quad (1.5)$$

которые берутся по замкнутому контуру в комплексной плоскости  $\varepsilon$ , охватывающему точки, в которых равны соответственные показатели преломления  $n_{III}$  и  $n_{II}$ ,  $n_I$  и  $n_{III}$ .

В (1.5)  $\varepsilon \equiv 1 - v = 1 - \omega_0^2/\omega^2$ , где  $\omega_0$  — лэнгмюровская частота плазмы,  $\rho = k_0' |\text{grad } \varepsilon|$ , где  $k_0 = \omega/c_0$ ,  $c_0$  — скорость света в вакууме.

\* В статье I эти соотношения найдены (в квазигидродинамическом приближении) для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль  $\text{grad } N$  ( $N$  — концентрация электронов) в слабо неоднородной плоскослоистой магнитоактивной плазме.

Напомним, что в соотношениях (1.1)—(1.4)  $c$  обозначает амплитуду нормальной волны, бегущей в сторону увеличения  $v$  (в сторону отрицательных  $\varepsilon$ , см. рис. 1), а  $d$  — амплитуду волны, распространяющейся в обратном направлении. Штрих у  $c$  и  $d$  указывает, что эти величины берутся за областью взаимодействия — в точке с большими значениями параметра  $v$ ; значения  $c$  и  $d$  без штриха относятся к точке до области взаимодействия — с относительно меньшими значениями  $v$ . Знак ( $\sim$ ) означает, что величины  $\tilde{c}$  и  $\tilde{d}$  связаны с областью взаимодействия между волнами I и III, тогда как обозначения амплитуд  $c$  и  $d$ , лишенные этого знака, относятся к взаимодействию волн II и III.

Полученными соотношениями (1.1)—(1.4) в принципе полностью решается задача о взаимодействии электромагнитных волн в плоско-слоистой магнитоактивной плазме (для распространения волн вдоль  $\text{grad } \varepsilon$ ). Используя эти соотношения, рассмотрим конкретные случаи взаимодействия „нормальных“ волн\*.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ „НОРМАЛЬНЫХ“ ВОЛН ПРИ $u < 1$ (рис. 1а)

Из рис. 1 ясно, что в магнитоактивной плазме существуют две области взаимодействия при  $v \approx 1$ . Однако при  $u \equiv \omega_H^2/\omega^2 < 1$  одна из областей отвечает значениям  $n_j^2 < 0$ . В случае достаточно сильного магнитного поля взаимодействием в этой области можно пренебречь, так как при  $n_j^2 < 0$  волны сильно затухают. Критерием, при выполнении которого взаимодействие в области  $n_j^2 < 0$  заведомо несущественно, служит условие [2]\*\*

$$\sqrt{u} = \frac{\omega_H}{\omega} \gg \left( \frac{c_0}{\omega} |\text{grad } \varepsilon| \right)^{2/3}.$$

Действительно, при выполнении этого неравенства необыкновенная волна ( $n_1^2$ ), вышедшая из области взаимодействия  $n_j^2 < 0$ , сильно затухает в слое  $n_1^2 < 0$  (т. е. в слое  $1 > v > 1 - \sqrt{u}$ ), так как в этом случае расстояние между точками  $v = 1$  и  $v = 1 - \sqrt{u}$  будет много больше длины необыкновенной волны в области отражения.

Ниже предполагается, что указанное выше условие выполнено, т. е. взаимодействие при  $u < 1$  происходит только между волнами II и III, отвечающими положительным значениям  $n_{II}^2$  и  $n_{III}^2$  (см. рис. 1а).

а) Пусть на область взаимодействия со стороны малых значений параметра  $v = \omega_0^2/\omega^2$  падает только обыкновенная волна ( $n_2^2$ ) с амплитудой  $c_{II} = 1$  (амплитуда плазменной волны  $c_{III} = 0$ ). Найдем амплитуду остальных волн близ области взаимодействия.

Согласно условиям  $c_{II} = 1$ ,  $c_{III} = 0$ , из (1.1) следует, что для волн, распространяющихся за областью взаимодействия в сторону растущих  $v$ ,

$$c'_{II} = \sqrt{1 - e^{-2\delta_{0II}}}; \quad c'_{III} = e^{-\delta_{0III}}. \quad (2.1)$$

Если не учитывать отражения волны III от точки  $v = 1 + \sqrt{u}$ , то амплитуда отраженной волны III равна нулю:  $d'_{III} = 0$ . В то же время

\* Необходимо подчеркнуть, что рассматриваемое „взаимодействие нормальных волн“ не связано с нарушением принципа суперпозиции для электромагнитных полей в плазме, т. е. с нелинейным характером электромагнитных волн; „взаимодействие“ вызвано тем, что в некоторых областях неоднородной плазмы непременно разложение поля на нормальные волны.

\*\* В случае слабо неоднородной плазмы  $\left( \frac{c_0}{\omega} |\text{grad } \varepsilon| \right)^{2/3} \equiv \rho^{-2/3} \ll 1$ .

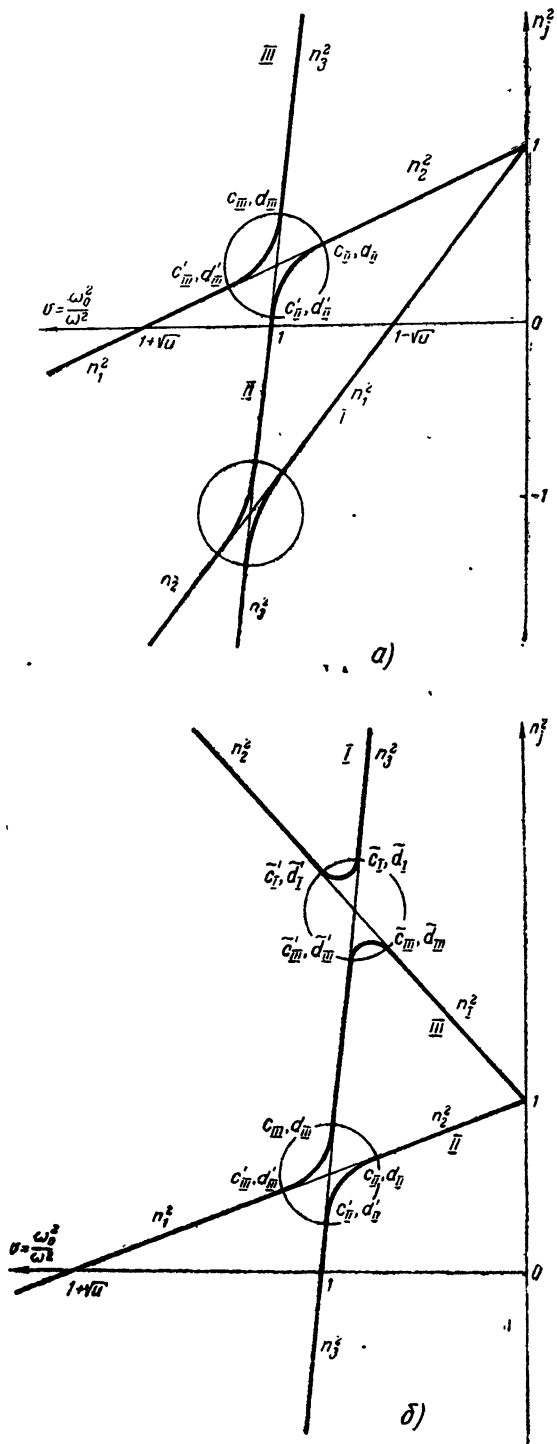


Рис. 1. Дисперсионные кривые в случае распространения электромагнитных волн под малым углом  $\alpha$  к направлению магнитного поля  $H_0$  (кружками обозначены области взаимодействия нормальных волн):

$$a) u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} < 1, \quad b) u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} > 1.$$

падающая волна  $c'_{II}$  и отраженная от точки  $v = 1$  ( $\epsilon = 0$ ) волна  $d'_{II}$  связаны соотношением:

$$d'_{II} = c'_{II} \exp \{ -2i\rho S + i\pi/2 \}, \quad (2.2)$$

где  $\rho S = \rho \int_{\vec{R}}^{v=1} n_{II} d\epsilon$  есть изменение фазы волны на расстоянии от точки  $B$  до точки  $v = 1$  (см. рис. За статьи I), т. е. от области взаимодействия волн II—III до точки отражения волны II (рис. 1а). В соотношении (2.2) учтено также дополнительное изменение фазы на  $\pi/2$  за счет отражения от точки  $v = 1$  (см. [3], § 6б). Согласно условиям  $d'_{III} = 0$  и (2.2), из (1.2) и (2.1) следует, что

$$\sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} e^{-2i\rho S + i\pi/2} = \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} d_{II} - e^{-\delta_{01}} d_{III};$$

$$0 = e^{-\delta_{01}} d_{II} + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} d_{III},$$

откуда

$$d_{II} = (1 - e^{-2\delta_{01}}) e^{-2i\rho S + i\pi/2}; \quad (2.3)$$

$$d_{III} = -e^{-\delta_{01}} \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} e^{-2i\rho S + i\pi/2}.$$

Из соотношений (2.1), (2.3) ясно, что при падении на область взаимодействия обыкновенной волны  $n_2^2$  (II) со стороны малых  $v$  в случае  $u = \omega_H^2/\omega^2 < 1$  относительная интенсивность волн II и III, отраженных от области взаимодействия, будет равна

$$|d_{II}|^2 = (1 - e^{-2\delta_{01}})^2; \quad (2.4)$$

$$|d_{III}|^2 = e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{01}}),$$

а относительная интенсивность прошедшей волны III

$$|c'_{III}|^2 = e^{-2\delta_{01}}. \quad (2.5)$$

б) В случае, когда на область взаимодействия падает плазменная волна  $n_3^2$  (III), задача решается аналогично. При этом относительная интенсивность отраженных волн II и III (см. рис. 1а)

$$|d_{II}|^2 = e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad (2.6)$$

$$|d_{III}|^2 = e^{-4\delta_{01}},$$

а относительная интенсивность волны III, прошедшей через область взаимодействия,

$$|c'_{III}|^2 = 1 - e^{-2\delta_{01}}. \quad (2.7)$$

(Формулы (2.6) и (2.7) получены без учета отражения необыкновенной волны  $n_1^2$  от точки  $v = 1 + \sqrt{u}$ .)

в) Если необыкновенная волна  $n_1^2$  (III) подходит к области взаимодействия со стороны больших  $v$ , то  $c_{II} = c_{III} = 0$  и относительная интенсивность прошедших волн II и III

$$|d_{II}|^2 = e^{-2\delta_{01}}; \quad (2.8)$$

$$|d_{III}|^2 = 1 - e^{-2\delta_{01}},$$

в то время как интенсивность отраженной волны  $n_1^2$  (III) равна нулю:

$$|c'_{III}|^2 = 0. \quad (2.9)$$

Отсутствие отраженной необыкновенной волны при падении ее со стороны больших  $\nu$  на область взаимодействия отмечено в работе [4], где были получены (без учета теплового движения в плазме) некоторые выражения для коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн, приведенные в этом разделе.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ПРИ $u > 1$ (рис. 1б)

В случае, когда  $u > 1$ , обе области взаимодействия соответствуют значениям  $n_j^2 > 0$ ; поэтому при расчете взаимодействия в сильном магнитном поле необходим учет обеих областей. При рассмотрении конкретных случаев взаимодействия нормальных волн при  $u > 1$  следует принять во внимание, что за областью взаимодействия (в точке  $B$ , см. рис. 3б статьи I) амплитуды падающей и отраженной волн  $n_3^2$  (II) связаны соотношением (2.2). В то же время амплитуды волны  $n_1^2$  (III) в точках  $\tilde{B}$  и  $A$  связаны соотношениями

$$c_{III} = \tilde{c}'_{III} \exp \{-i\rho\tilde{S} + \tilde{R}\}; \quad d_{III} = \tilde{d}'_{III} \exp \{i\rho\tilde{S} + \tilde{R}\}. \quad (3.1)$$

Здесь

$$\rho\tilde{S} = \rho \int_{\tilde{B}}^A n_{III} d\varepsilon$$

учитывает сдвиг по фазе в точках  $\tilde{B}$  и  $A$  (см. рис. 3б статьи I), т. е. при переходе волны III от области взаимодействия волн I и III к области взаимодействия волн II и III (рис. 1б), а

$$\tilde{R} = \int_{\tilde{B}}^A R'(n_{III}) d\varepsilon \quad (3.2)$$

учитывает изменение амплитуды волны при переходе от  $\tilde{B}$  к  $A$  (в соответствии с приближением геометрической оптики в этой области; см. формулу (2.2) статьи I).

а) Пусть на область взаимодействия со стороны малых  $\nu$  падает необыкновенная волна  $n_1^2$  (III) с амплитудой  $\tilde{c}_{III} = 1$ , причем амплитуда  $\tilde{c}_I$  плазменной волны  $n_3^2$  (I), амплитуда  $c_{II}$  обыкновенной волны  $n_2^2$  (II), а также амплитуда  $\tilde{d}'_{III}$  необыкновенной волны  $n_1^2$  (III) и амплитуда  $\tilde{d}'_I$  обыкновенной волны  $n_2^2$  (I) равны нулю (отражение волны  $n_1^2$  (III) от точки  $\nu = 1 + \sqrt{u}$  предполагается отсутствующим).

Тогда из (1.2), (1.3), (2.2) и (3.1) получаем:

$$\begin{aligned} c'_{II} e^{-2i\rho S + i\pi/2} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} d_{II} - e^{-\delta_{01}} \tilde{d}'_{III} e^{i\rho\tilde{S} + \tilde{R}}; \\ 0 &= e^{-\delta_{01}} d_{II} + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} \tilde{d}'_{III} e^{i\rho\tilde{S} + \tilde{R}}; \\ \tilde{c}'_I &= e^{-\delta_{01}}; \\ \tilde{c}'_{III} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{03}}}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

В то же время, согласно (1.1), (1.4) и (3.1),

$$\begin{aligned} c'_{II} &= -e^{-\delta_{01}} \tilde{c}'_{III} e^{-i\rho\tilde{S} + \tilde{R}}; \\ c'_{III} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} \tilde{c}'_{III} e^{-i\rho\tilde{S} + \tilde{R}}; \\ 0 &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{03}}} \tilde{d}'_I + e^{-\delta_{03}} \tilde{d}'_{III}; \\ \tilde{d}'_{III} &= -e^{-\delta_{03}} \tilde{d}'_I + \sqrt{1 - e^{-2\delta_{03}}} \tilde{d}'_{III}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Исключая из соотношений (3.3), (3.4)  $\tilde{c}'_{III}$  и  $\tilde{d}'_{III}$ , найдем, что

$$\begin{aligned} \tilde{c}'_I &= e^{-\delta_{02}}; \\ c'_{III} &= \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} e^{-i\rho\tilde{S} + \tilde{R}}; \\ \tilde{d}'_I &= -e^{-2\delta_{01} - 2\delta_{03}} \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} e^{-2i\rho\tilde{S} - 2i\rho\tilde{S} + i\pi/2}; \\ d_{II} &= -e^{-\delta_{01}} \sqrt{1 - e^{-2\delta_{01}}} \sqrt{1 - e^{-2\delta_{02}}} e^{-2i\rho\tilde{S} - 2i\rho\tilde{S} + \tilde{R} + i\pi/2}; \\ \tilde{d}'_{III} &= e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{02}}) e^{-2i\rho\tilde{S} - 2i\rho\tilde{S} + i\pi/2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Как видно из приведенных выражений, амплитуды  $c'_{III}$  и  $d_{II}$  пропорциональны фактору  $e^{\tilde{R}}$ , отражающему факт изменения амплитуды волны  $n_1^2$  (III) при переходе от одной области взаимодействия к другой. Поскольку, однако, поток излучения при этом переходе не изменяется, относительная интенсивность волны  $n_1^2$  (III), прошедшей через обе области взаимодействия, равна

$$|c'_{III}|^2 e^{-2\tilde{R}} = (1 - e^{-2\delta_{01}}) (1 - e^{-2\delta_{02}}), \quad (3.6)$$

а относительная интенсивность волны  $n_2^2$  (II), отраженной от области  $v \cong 1$ , есть

$$|d_{II}|^2 e^{-2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{01}}) (1 - e^{-2\delta_{02}}). \quad (3.7)$$

Вместе с тем, относительные интенсивности обыкновенной волны  $n_2^2$  (I), прошедшей через область взаимодействия, плазменной волны  $n_3^2$  (I), отраженной от слоя  $v \cong 1$ , и необыкновенной волны  $n_1^2$  (III), также отраженной от слоя  $v \cong 1$ , соответственно равны

$$\begin{aligned} |\tilde{c}'_I|^2 &= e^{-2\delta_{02}}; \\ |\tilde{d}'_I|^2 &= e^{-4\delta_{01} - 2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{02}}); \\ |\tilde{d}'_{III}|^2 &= e^{-4\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{02}})^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Аналогичным образом можно рассчитать и другие варианты взаимодействия при  $u = \omega_H^2 / \omega^2 > 1$ .

б) Если на слой  $v \cong 1$  падает (со стороны малых значений  $v$ ) обыкновенная волна  $n_2^2$  (II), то  $\tilde{c}'_I = \tilde{c}'_{III} = 0$  и  $\tilde{d}'_I = d'_{III} = 0$  (отражение от точки  $v = 1 + \sqrt{u}$  не учитывается).

В этом случае относительные интенсивности определяются следующими выражениями:  
для обыкновенной волны  $n_2^2$  (I), прошедшей через область взаимодействия,

$$|\tilde{c}'_I|^2 e^{2\tilde{R}} = 0; \quad (3.9)$$

для необыкновенной волны  $n_1^2$  (III), прошедшей через область взаимодействия,

$$|c'_{III}|^2 = e^{-2\delta_{01}}; \quad (3.10)$$

для отраженной плазменной волны  $n_3^2$  (I)

$$|\tilde{d}'_I|^2 e^{2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{01}-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad (3.11)$$

для отраженной обыкновенной волны  $n_2^2$  (II)

$$|d_{II}|^2 = (1 - e^{-2\delta_{01}})^2; \quad (3.12)$$

для отраженной необыкновенной волны  $n_1^2$  (III)

$$|\tilde{d}_{III}|^2 e^{2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{01}}) (1 - e^{-2\delta_{02}}). \quad (3.13)$$

в) Если на слой  $v \simeq 1$  падает (со стороны  $v < 1$ ) плазменная волна  $n_3^2$  (I), то  $c_{II} = \tilde{c}_{III} = 0$  и  $\tilde{d}'_I = d'_{III} = 0$  (отражение от точки  $v = 1 + \sqrt{u}$  не учитывается). Тогда относительная интенсивность равна: для обыкновенной волны  $n_2^2$  (I), прошедшей через область взаимодействия,

$$|\tilde{c}'_I|^2 = 1 - e^{-2\delta_{02}}; \quad (3.14)$$

для необыкновенной волны  $n_1^2$  (III), прошедшей через область взаимодействия,

$$|\tilde{c}'_{III}|^2 e^{-2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad (3.15)$$

для отраженной плазменной волны  $n_3^2$  (I)

$$|\tilde{d}'_I|^2 = e^{-4\delta_{01}-4\delta_{02}}; \quad (3.16)$$

для отраженной обыкновенной волны  $n_2^2$  (II)

$$|d_{II}|^2 e^{-2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{01}-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad (3.17)$$

для отраженной необыкновенной волны  $n_1^2$  (III)

$$|\tilde{d}_{III}|^2 = e^{-4\delta_{01}-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{02}}). \quad (3.18)$$

г) Если на слой  $v \simeq 1$  падает (со стороны  $v > 1$ ) обыкновенная волна  $n_2^2$  (I), то  $d'_{III} = c'_I = c_{II} = c'_{III} = 0$ . В этом случае нет отраженной обыкновенной  $n_2^2$  (I) и необыкновенной  $n_1^2$  (III) волн:

$$|\tilde{c}'_I|^2 = 0; \quad |c'_{III}|^2 \geq 0; \quad (3.19)$$

а остальные компоненты характеризуются следующими выражениями: для прошедшей в область  $v < 1$  плазменной волны  $n_3^2$  (I)

$$|\tilde{d}'_I|^2 = 1 - e^{-2\delta_{02}}; \quad (3.20)$$

для прошедшей обыкновенной волны  $n_2^2$  (II)

$$|\tilde{d}_{II}|^2 e^{-2\tilde{R}} = 0; \quad (3.21)$$

для прошедшей необыкновенной волны  $n_1^2$  (III)

$$|\tilde{d}_{III}|^2 = e^{-2\delta_{02}}. \quad (3.22)$$

д) Если на слой  $v \simeq 1$  падает (со стороны  $v > 1$ ) необыкновенная волна  $n_1^2$  (III), то  $\tilde{d}'_1 = 0$  и  $\tilde{c}'_1 = c'_{II} = \tilde{c}'_{III} = 0$ . При этом отраженных волн не появляется:

$$|\tilde{c}'_1|^2 = 0; \quad |c'_{III}|^2 = 0, \quad (3.23)$$

а интенсивность прошедших в область  $v < 1$  волн определяется следующими соотношениями:

для плазменной волны  $n_3^2$  (I)

$$|\tilde{d}_1|^2 e^{2\tilde{R}} = e^{-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad (3.24)$$

для обыкновенной волны  $n_2^2$  (II)

$$|d_{II}|^2 = e^{-2\delta_{01}}; \quad (3.25)$$

для необыкновенной волны  $n_1^2$  (III)

$$|\tilde{d}_{III}|^2 e^{2\tilde{R}} = (1 - e^{-2\delta_{01}}) (1 - e^{-2\delta_{02}}). \quad (3.26)$$

Заметим, что поскольку в случаях г) и д) нет отраженной от области  $v \simeq 1$  необыкновенной волны  $n_1^2$  (III), учет отражения от нуля  $n_1^2$  ( $v$ ) в точке  $v = 1 + \sqrt{u}$  не сказывается на результатах двух последних разделов.

Из рассмотренных вариантов взаимодействия для теории спорадического радиоизлучения Солнца и планет наибольший интерес представляют случаи б) при  $u < 1$  и в) при  $u > 1$ , определяющие эффективность перехода плазменных волн в электромагнитное излучение (в обыкновенные и необыкновенные волны).

Если  $u < 1$ , то при падении плазменной волны на область взаимодействия  $v \simeq 1$  в области, где  $v < 1$ , появляется лишь обыкновенная волна, распространяющаяся в сторону малых  $v$  (т. е. малых значений концентрации электронов  $N$ ). Относительная интенсивность этой волны, согласно формуле (2.6), равна

$$e^{-2\delta_{01}} (1 - e^{-2\delta_{01}}). \quad (3.27)$$

Это выражение обращается в нуль при  $2\delta_{01} = 0$  и  $2\delta_{01} \rightarrow \infty$  и достигает максимума при  $2\delta_{01} = \ln 2$  (максимальное значение (3.27) равно 1/4).

Если  $u > 1$ , то при падении плазменной волны на область взаимодействия  $v \simeq 1$  из этой области в сторону  $v < 1$  выходит как обыкновенная, так и необыкновенная волны, причем относительные интенсивности этих волн, определяющие эффективность перехода плазменной волны в электромагнитное излучение, соответственно равны

$$e^{-2\delta_{01}-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{01}}); \quad e^{-4\delta_{01}-2\delta_{02}} (1 - e^{-2\delta_{02}}). \quad (3.28)$$

Приведенные выражения также обращаются в нуль при  $2\delta_{01,02} \rightarrow 0$  и  $2\delta_{01,02} \rightarrow \infty$  и достигают максимума, когда  $2\delta_{01,02} \sim 1$ . В последнем случае эффективность трансформации по порядку величины равна единице.



Вопрос об эффективности выхода радиоизлучения за пределы солнечной короны вследствие регулярного взаимодействия волн в магнитоактивной плазме подробно обсуждается на основе соотношений (3.27), (3.28) в статье [2] (см. также [5]).

Заметим, что с помощью приведенных в этом разделе соотношений нетрудно исследовать вопрос о возможности прохождения длинноволнового космического радиоизлучения через ионосферу, а также изучить эффект „умножения“ сигналов в ионосфере при  $u > 1$ .

Поскольку характер дисперсионных кривых  $n_z^2(\nu)$  в случае  $u > 1$  существенно отличается от поведения дисперсионных кривых при  $u < 1$ , явление „умножения“ сигналов при  $u > 1$  будет обладать некоторыми особенностями, которые не имеют места в случае  $u < 1$  (ср. рис. 1а и 1б). Эффект „умножения“ сигналов при  $u < 1$  состоит в появлении отраженных триплетов при зондировании ионосферы на частотах  $\omega > \omega_H$ . При этом первый импульс соответствует необыкновенной волне, а второй и третий — обыкновенной [4]. При зондировании ионосферы на более низких частотах  $\omega < \omega_H$  ( $u > 1$ ) отраженный сигнал представляет собою дублет. Первый импульс дублета возникает за счет отражения волны от точки  $\nu = 1$ , второй — вследствие отражения от точки  $\nu = 1 + \sqrt{u}$ . Из рассмотренных выше вариантов прохождения электромагнитных волн через слой  $\nu \approx 1$  нетрудно заключить, что в составе обоих отраженных импульсов есть как обыкновенная, так и необыкновенная компоненты даже в том случае, когда зондирующий импульс содержит только одну из нормальных компонент. Вместе с тем, каждый импульс дублета будет расщеплен вследствие различия во времени группового запаздывания обыкновенных и необыкновенных волн в области  $0 < \nu < 1$ .

#### 4. ХАРАКТЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\delta_{01}$ И $\delta_{02}$ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И НАПРАВЛЕНИЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Из изложенного выше следует, что эффективное взаимодействие нормальных волн имеет место при условии, что  $2\delta_{01,02} \sim 1$ . Характерный параметр  $\delta_{01,02}$  зависит от свойств плазмы в области взаимодействия  $\nu \approx 1$ , т. е. от частоты нормальных волн (определяющей положение области взаимодействия в плазме), градиента электронной концентрации, величины и направления магнитного поля  $H_0$ . Указанное условие налагает определенные ограничения на эти величины. Однако вычисление параметров  $\delta_{01}$  и  $\delta_{02}$ , заданных формулами (1.5) в виде контурных интегралов в комплексной плоскости  $\varepsilon = 1 - \nu$ , в общем случае представляется весьма затруднительным. Определение  $\delta_{01,02}$  упрощается, если  $2\delta_{01,02} \ll 1$ . Ниже будут приведены соответствующие выражения для  $2\delta_{01,02}$ , найденные при этом условии.

Выражение для  $2\delta_{01,02}$  в явном виде (при малых значениях  $2\delta_{01,02}$ ) можно найти следующим образом.

Согласно (2.5) и (3.10), при падении на слой  $\nu \approx 1$  обыкновенной волны (со стороны  $\nu < 1$ ) коэффициент прохождения этой волны через область взаимодействия (в виде необыкновенной компоненты) равен

$$|c'_{III}|^2 = e^{-2\delta_{01}} \approx 1 - 2\delta_{01} \quad (u \leq 1). \quad (4.1)$$

В то же время из (3.8) следует, что если на слой  $\nu \approx 1$  падает необыкновенная волна (со стороны  $\nu < 1$ ), то коэффициент прохождения этой волны через область взаимодействия (в форме обыкновенной компоненты) есть

$$|c'_I|^2 = e^{-2\delta_{02}} \approx 1 - 2\delta_{02} \quad (u > 1). \quad (4.2)$$

При переходе к последним равенствам в (4.1) — (4.2) предполагается, что  $2\delta_{01,02} \ll 1$ .

С другой стороны, в случае  $2\delta_{01,02} \ll 1$ , отвечающем почти полному прохождению обыкновенной и необыкновенной волн через слой  $v \simeq 1$ , коэффициенты прохождения можно рассчитать методом возмущений, взяв в качестве нулевого приближения соответствующую обыкновенную или необыкновенную волну при продольном распространении (который отвечает случаю полного прохождения).

При рассмотрении взаимодействия в области малых углов  $\alpha$  между магнитным полем  $H_0$  и  $\text{grad } \varepsilon$  удобно исходить из уравнений

$$\begin{aligned} Z_1' + \rho^2 a_1 Z_1 &= \rho^2 b_1 Z_3; \\ Z_2' + \rho^2 a_2 Z_2 &= \rho^2 b_2 Z_3; \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\beta_2^2 Z_3'' + \rho^2 a_3 Z_3 = \rho^2 d_1 Z_1 + \rho^2 d_2 Z_2,$$

которые получаются из системы (1.9) статьи I заменой

$$Z_1 = E_x + iE_y; \quad Z_2 = E_x - iE_y; \quad Z_3 = E_z \quad (4.4)$$

( $E_x, E_y, E_z$  — компоненты электрического поля в плазме; ось  $z$  совпадает с направлением распространения волн, т. е. с направлением  $\text{grad } \varepsilon$ ). Коэффициенты  $a, b$  и  $d$  выражаются через коэффициенты системы (1.9) статьи I соотношениями

$$\begin{aligned} a_1 &= P - Q; \quad a_2 = P + Q; \quad a_3 = L; \\ b_1 &= -G - iG^*; \quad b_2 = -G + iG^*; \\ d_1 &= \frac{\varepsilon - 1}{2i} (G + iG^*); \quad d_2 = \frac{\varepsilon - 1}{2i} (-G + iG^*). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Смысл величин  $P, Q, L, G$  и  $G^*$  ясен из формул (1.8) в I. Здесь мы отметим лишь, что в случае продольного распространения ( $\alpha = 0$ )  $b_1 = b_2 = d_1 = d_2 = 0$  и система (4.3) распадается на три независимых уравнения, описывающих обыкновенную, необыкновенную и плазменную волны. Последнее обстоятельство облегчает применение метода возмущений к системе (4.3).

Действуя указанным методом, из уравнений (4.3) можно получить\*, что коэффициент прохождения обыкновенной волны равен

$$|\tilde{c}_1|^2 \simeq 1 - \frac{\pi \rho \omega_y^2}{(1 + \omega_z)^2 n_2 (v = 1)}, \quad (4.6)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_y &= |e| H_{0y} / mc_0 \omega; \quad \omega_z = |e| H_{0z} / mc_0 \omega; \\ v &= \omega_0^2 / \omega^2 = 4\pi e^2 N / m \omega^2; \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$n_2^2 = 1 - v (1 + \omega_z)^{-1}; \quad n_2 (v = 1) = \omega_z^{-1/2} (1 + \omega_z)^{-1/2}$$

( $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $N$  — концентрация электронов в плазме,  $H_{0y}$  и  $H_{0z}$  — проекции магнитного поля  $H_0$  на координатные оси  $y$  и  $z$ , выбранные таким образом, что  $H_{0x} = H_{0y}$ ).

\* Промежуточные выкладки мы опускаем: они полностью аналогичны соответствующим вычислениям в [8] § 79 при рассмотрении эффекта „умножения“ сигналов в случае распространения радиоволн в ионосфере, близком к продольному. Заметим, что выражение (4.6) (с учетом (4.7)) для коэффициента просачивания обыкновенной волны совпадает с формулой (79.14) в [8].

Точно так же коэффициент прохождения при падении необыкновенной волны равен

$$|\tilde{c}'_1|^2 \approx 1 - \frac{\pi\rho\omega_y^2}{(1 - \omega_z)^2 n_1 (v = 1)}, \quad (4.8)$$

где

$$n_1^2 = 1 - v (1 - \omega_z)^{-1}; \quad n_1^2 (v = 1) = \omega_z^{1/2} (\omega_z - 1)^{-1/2}. \quad (4.9)$$

Сопоставление полученных соотношений (4.6)–(4.9) с формулами (4.1)–(4.2) показывает, что без учета теплового движения при  $2\delta_{01, 02} \ll 1$  характерные параметры взаимодействия

$$2\delta_{01, 02} \approx \frac{\pi\rho\omega_y^2}{\omega_z^{1/2} (\omega_z \pm 1)^{1/2}} \quad (4.10)$$

(верхний знак относится к  $\delta_{01}$ , нижний — к  $\delta_{02}$ ). Принимая во внимание, что  $\rho = \frac{\omega}{c_0} |\text{grad } \varepsilon|^{-1}$  и  $2\omega_y^2/\omega_z^2 = \text{tg}^2 \alpha$  (поскольку  $H_{0y} = H_{0x}$ ), формулу (4.10) представим в следующем виде:

$$2\delta_{01, 02} \approx \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{c_0 |\text{grad } \varepsilon|} \frac{\alpha^2}{(1 \pm \omega/\omega_H)^{1/2}}. \quad (4.11)$$

Здесь учтено, что в области применимости формулы (4.10) (при  $\rho \gg 1$  и  $2\delta_{01, 02} \ll 1$ ) угол  $\alpha \ll 1$ , и в (4.11) можно положить  $\text{tg } \alpha \approx \alpha$ ,  $\cos \alpha \approx 1$  и  $\omega_z \approx \omega_H/\omega$ .

Подчеркнем, что коэффициенты  $|c'_{III}|^2$  и  $|\tilde{c}'_1|^2$  (см. соотношения (4.6), (4.8)) получены здесь методом возмущений при условии, что  $s = v_{\text{эфф}}/\omega \rightarrow 0$  и без учета теплового движения, т. е. при  $\beta_T^2 = \kappa T/mc_0^2 = 0$  ( $v_{\text{эфф}}$  — эффективное число соударений в плазме с температурой  $T$ ,  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  $c_0$  — скорость света). Поскольку характер распространения электромагнитных волн при малых  $s$  и  $\beta_T$  меняется незначительно, можно полагать, что поправки к приведенным значениям  $\delta_{01}$  и  $\delta_{02}$  (4.10) будут малы при достаточно малых значениях  $s$  и  $\beta_T$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, 4, 32 (1958).
2. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, Астроном. ж., **36**, 233 (1959).
3. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург и Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, М.—Л., 1953.
4. Н. Г. Денисов, Радиотехника и электроника, **4**, 388 (1959).
5. В. В. Железняков, Диссертация, Горький, 1959.

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
16 июля 1959 г.