

## О НЕКОТОРЫХ, СВЯЗАННЫХ С УЧЕТОМ СОУДАРЕНИЙ ОСОБЕННОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Б. Н. Гершман и М. С. Ковнер

Рассматривается поведение нормальных волн в однородной магнитоактивной плазме при одновременном учете теплового движения электронов и их соударений с другими частицами. Определены условия, при выполнении которых соударения могут влиять не только на поглощение, но и определять скорость распространения волн.

Известно, что в однородной магнитоактивной плазме без учета теплового движения частиц могут распространяться два типа высокочастотных волн: необыкновенная и обыкновенная волны (волны „1“ и „2“) [1]\*. При учете теплового движения, который с феноменологической точки зрения можно рассматривать как учет пространственной дисперсии [2, 3], становится возможным распространение третьей волны—плазменной (волна „3“). Следует заметить, что плазменные волны не составляют изолированной ветви и тесно примыкают к необыкновенной или обыкновенной волне. Рассмотрение некоторых особенностей в поведении нормальных волн при квазигидродинамическом и кинетическом описании содержится в статьях [3-7]. В данной работе мы хотим несколько расширить анализ поведения нормальных волн в магнитоактивной плазме путем учета роли соударений электронов с другими частицами. При этом основное внимание будет уделено распространению в резонансных областях, где значения показателя преломления  $n$  велики ( $n \gg 1$ ; более детальное определение понятия резонансной области будет дано ниже). В настоящей статье распространение электромагнитных волн проводится, главным образом, на основе квазигидродинамического рассмотрения. Более последовательным было бы рассмотрение методом кинетического уравнения; однако оно связано со значительно более громоздкими расчетами даже без учета соударений. Ниже мы ограничимся только одним примером, основанным на результатах кинетического рассмотрения. Квазигидродинамический метод не может дать точных количественных результатов; тем не менее, с его помощью можно получить довольно полную качественную картину поведения волн (за несколькими исключениями, на которые мы специально укажем ниже).

Исходим из системы квазигидродинамических уравнений [1, 4]:

$$m \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}_0] \right) - \frac{\Delta p}{N} - m\nu \mathbf{v}_e; \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \operatorname{div} N \mathbf{v}_e = 0; \quad (2)$$

$$p = N k T; \quad (3)$$

\* Под высокочастотными волнами в магнитоактивной плазме мы будем понимать такие волны, при распространении которых учет движения ионов мало существенен.

$$\Delta E - \text{grad div} E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}_t}{\partial t}, \quad (4)$$

где  $v_e$ ,  $m$ ,  $e$ —соответственно скорость, масса и заряд электронов,  $p$ —парциальное давление электронов,  $N$ —их концентрация,  $T$ —электронная температура,  $k$ —постоянная Больцмана,  $\nu$ —эффективное число соударений,  $\mathbf{j}_t = -eNv_e$ —полный ток. Далее, рассматривая распространение плоских волн малой амплитуды, мы полагаем, что переменные величины изменяются по закону  $\exp[i(\omega t - kz)]$ , где  $k$ —волновое число,  $\omega$ —угловая частота (волны распространяются по оси  $z$ ). После линейзации и несложных вычислений приходим к дисперсионному уравнению для однородной и изотермической среды:

$$\begin{aligned} & \beta^2 [(1 - is)^2 - u \cos^2 \alpha] (n - i\chi)^6 + [(1 - is)u - uv \cos^2 \alpha + \\ & + (1 - is)^2(v - 1 + is) + O_1(\beta^2)] (n - i\chi)^4 + [uv(1 + \cos^2 \alpha) - \\ & - 2u(1 - is) + 2(1 - is)(v - 1 + is)^2 + O_2(\beta^2)] (n - i\chi)^2 + \\ & + (v - 1 + is)[(v - 1 + is)^2 - u] = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

в котором  $\alpha$ —угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и магнитным полем  $\mathbf{H}_0$ ,  $\tilde{v} = \omega_0^2/\omega^2$ ,  $u = \omega_H^2/\omega^2$  ( $\omega_H$ —гиросочастота электронов,  $\omega_0$ —собственная частота колебаний плазмы),  $s = \nu/\omega$ ,  $\beta^2 = kT/mc^2$ . Параметр  $\beta$  представляет отношение средней тепловой скорости электрона к скорости света  $c$  и в нерелятивистском случае всегда много меньше единицы. Члены  $O_1(\beta^2)$  и  $O_2(\beta^2)$  в (5) являются малыми величинами порядка  $\beta^2$  и далее будут опущены.

Показатели преломления  $n$  и поглощения  $\chi$  связаны с волновым числом  $k$  соотношением

$$c^2 k^2/\omega^2 = (n - i\chi)^2 = \epsilon_1 - i\epsilon_{11}. \quad (6)$$

Смысл величин  $n$  и  $\chi$  ясен из выражения для поля плоской волны:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - kz)} = E_0 e^{i\left(\omega t - \frac{\omega}{c} nz\right)} e^{-\frac{\omega}{c} \chi z}.$$

Кроме положительных величин  $n$  и  $\chi$  в соотношение (6) введены величины  $\epsilon_1 = n^2 - \chi^2$  и  $\epsilon_{11} = 2n\chi$ , определяющие действительную и мнимую части  $(n - i\chi)^2$ . Следует подчеркнуть, что в отсутствие соударений  $\epsilon_{11} = 0$ , и в то же время при  $\epsilon_1 > 0$   $\epsilon_1 = n^2$ , а при  $\epsilon_1 < 0$   $\epsilon_1 = -\chi^2$ . Далее при анализе поведения волн мы для большей наглядности будем использовать как величины  $n$ ,  $\chi$ , так и  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_{11}$ . В отсутствие соударений уравнение (5) совпадает с полученным ранее в [7, 8]. Если, кроме того, не учитывать и теплового движения, то мы приходим к хорошо известному уравнению, играющему важную роль в теории распространения радиоволн в ионосфере:

$$\begin{aligned} & -(1 - u - v + uv \cos^2 \alpha) (n - i\chi)^4 + [2(1 - v)^2 - 2u + uv(1 + \cos^2 \alpha)] (n - i\chi)^2 + \\ & + (v - 1)[(v - 1)^2 - u] = 0. \end{aligned}$$

Из этого уравнения следует, что при  $v = v_\infty = (1 - u)/(1 - u \cos^2 \alpha)$  один из корней неограниченно возрастает. Если при этом  $u < 1$ , то  $n_1^2(v_\infty) \rightarrow \infty$ ; если  $u \cos^2 \alpha > 1$ , то  $n_2^2(v_\infty) \rightarrow \infty$ . При одновременном выполнении условий  $u > 1$  и  $u \cos^2 \alpha < 1$  значения  $n_1^2$  и  $n_2^2$  конечны при всех конечных значениях  $v$ .

Весьма распространенным способом исследования свойств нормальных волн является построение дисперсионных кривых, определяющих характеристики распространения в зависимости от параметра  $v = 4\pi e^2 N/m\omega^2$  при фиксированных значениях величин  $u$ ,  $\beta$  и  $s$ . На рис. 1 приведены кривые для волны „1“ в резонансной области (при  $\beta = 0$ ,  $s = 0$  и  $u < 1$ ), где значения  $n^2$  велики (если  $v \rightarrow v_\infty$ ,  $n^2$  и  $\chi^2 \rightarrow \infty$ ).

Свойства волны „1“ вблизи резонанса определяются двумя дисперсионными кривыми, расположенными соответственно справа и слева от точки  $v=v_\infty$ . При этом, как ясно из рис. 1а, в области  $v < v_\infty$   $\chi^2 \neq 0$ , в то время как  $n^2 = 0$ , а в области  $v > v_\infty$  наоборот:  $n^2 \neq 0$ , но  $\chi^2 = 0$ . Соответствующие кривые для волны „2“ имеют аналогичный характер (когда  $u \cos^2 \alpha > 1$ ). При учете теплового движения (см. рис. 2) характер кривых  $n^2(v)$ ,  $\varepsilon_1(v)$  вблизи  $v=v_\infty$  существенно меняется даже в пренебрежении соударениями: значения  $n^2(v_\infty)$  становятся конечными, и вместо двух ветвей на рис. 1б, описывающих только необыкновенную волну, имеются две ветви, каждая из которых содержит части, соответствующие как необыкновенной, так и плазменной волнам.

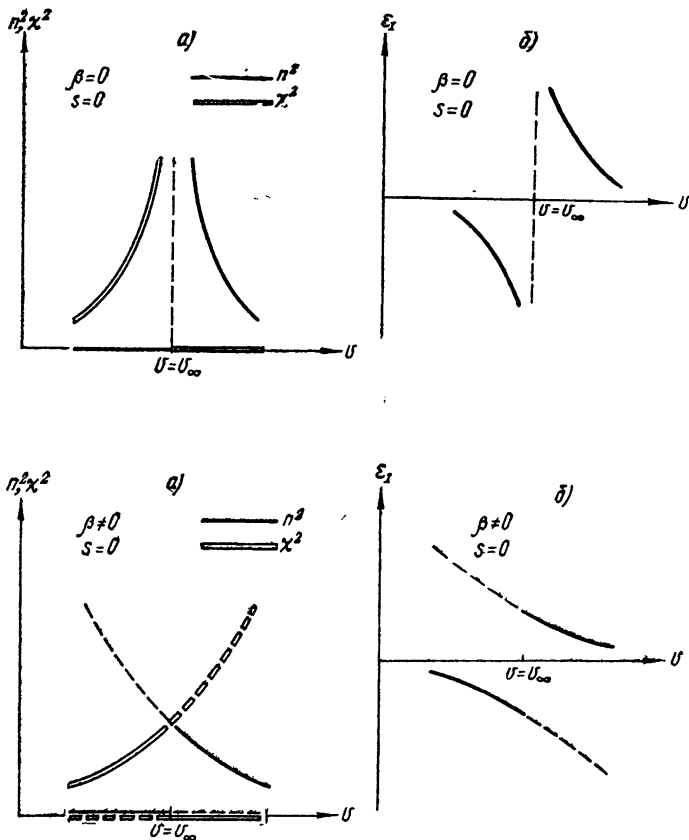


Рис. 1 и рис. 2.

Заметим, что на всех рисунках части кривых, отвечающие необыкновенной волне, изображены сплошной линией, а те части, которые связаны с плазменной волной—пунктиром. Подобные кривые при  $s=0$  приведены на рис. 2. При этом, как и в случае  $\beta=0$ , для одной ветви  $n^2 \neq 0$  и  $\chi^2 = 0$ , а для другой  $n^2 = 0$  и  $\chi^2 \neq 0$ , что также отражено на рис. 2а. Аналогичного характера связь имеет место между обыкновенной и плазменной волной при условии  $u \cos^2 \alpha > 1$ , когда при  $v=v_\infty$   $n_2^2 \rightarrow \infty$  \*.

\* Нетрудно видеть, что значения  $n^2$  при  $v=v_\infty$  порядка  $1/\beta$ , т. е.  $n^2 \gg 1$ . В связи с этим нужно указать, что на рис. 2 и на последующих графиках, имеющих схематический характер, по оси ординат отложены большие по сравнению с единицей значения  $n^2$ ,  $\chi^2$  и  $\varepsilon_1$ . В силу этого соответствующий масштаб по оси ординат нельзя считать линейным, но можно, скажем, принять его за логарифмический. Приводимые рисунки не связываются жестко с определенными значениями параметров  $u$ ,  $\beta$  и  $s$  и, в первую очередь, предназначены для иллюстрации некоторых свойств нормальных волн.

Другой важный крайний случай имеет место при учете столкновений, но в пренебрежении влиянием теплового движения. Здесь для  $n$  и  $\chi$  ( $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_{II}$ ) получаются кривые, по форме аналогичные хорошо известным кривым из классической теории дисперсии, основанной на модели осцилляторов [9] (см. рис. 3).

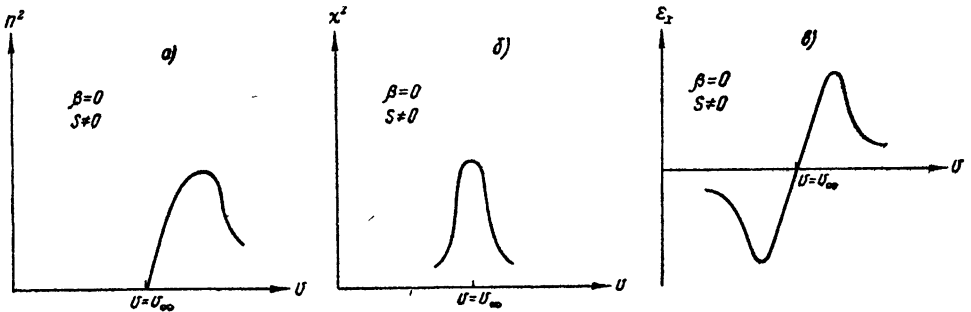


Рис. 3.

Перейдем к анализу распространения волн в резонансной области (при  $v \approx v_\infty$ ) в более общей постановке, при одновременном учете теплового движения и столкновений электронов с другими частицами. При этом с достаточной степенью точности можно считать, что один из корней уравнения (5), значение которого мы для простоты приведем при  $s=0$  и  $\beta=0$ , будет равен

$$(n - i\chi)_j^2 = 1 - v / (1 + u \cos^2 \alpha). \quad (7)$$

Уточнения формулы (7), связанные с учетом того, что  $s \neq 0$  и  $\beta \neq 0$ , при  $s \ll 1$  и  $\beta \ll 1$  для дальнейшего несущественны. Этот корень уравнения (5) может быть отнесен либо к необыкновенной волне ( $j=1$  при  $u < 1$ ), либо к обыкновенной волне ( $j=2$  при  $u \cos^2 \alpha > 1$ ). Он остается конечным и не очень большим при  $v = v_\infty$ . Именно поэтому учет теплового движения и соударений в области  $v \approx v_\infty$  для корня (7) играет второстепенную роль, несравненно меньшую, чем для двух других корней уравнения (5).

Исходя из уравнения (5), после отделения корня  $(n - i\chi)^2$ , определяемого соотношением (7), и пренебрежения мало существенными членами получаем:

$$(n - i\chi)^4 + (A + iB)(n - i\chi)^2 - (C + iD) = 0, \quad (8)$$

где

$$A = - \frac{1 - u - v + uv \cos^2 \alpha}{\beta^2 (1 - u \cos^2 \alpha)};$$

$$B = s \frac{1 + u(1 + \cos^2 \alpha) - 3u \cos^2 \alpha}{\beta^2 (1 - u \cos^2 \alpha)};$$

$$C = \frac{(v - 1) [(v - 1)^2 - u] (1 + u \cos^2 \alpha)}{\beta^2 u (1 - u \cos^2 \alpha)}; \quad (9)$$

$$D = \frac{s}{\beta^2} \frac{\{2(v-1)[(v-1)^2 - u] + (1 - u \cos^2 \alpha)[3(v-1)^2 - u]\} (1 + u \cos^2 \alpha)}{(1 - u \cos^4 \alpha) (1 - u \cos^2 \alpha)}.$$

При переходе к соотношениям (8), (9) использовано условие

$$s^2 = v^2 / \omega^2 \ll 1, \quad (10)$$

которое обычно хорошо выполняется при распространении высокоча-

стотных волн в сильно ионизированной плазме. Заметим, что при  $v=v_\infty=(1-u)/(1-u \cos^2 \alpha)$  коэффициент  $A=0$ .

Приведем некоторые приближенные соотношения, полезные при построении дисперсионных кривых. Так, из (8) при  $|A| \gg 1$  (т. е. когда  $|v-v_\infty| \gg \beta^2$ ) приближенно получаем:

$$(n-i\chi)_j^2 = (\varepsilon_1 - i\varepsilon_{1j})_j = (C+iD)(A+iB)^{-1}; \quad (11)$$

$$(n-i\chi)_3^2 = (\varepsilon_1 - i\varepsilon_{11})_3 = -A-iB. \quad (12)$$

При этом нужно считать, что  $j=1$ , если  $u < 1$ , и  $j=2$ , если  $u \cos^2 \alpha > 1$ . Значения  $(n-i\chi)^2$  для точки  $v=v_\infty$ , когда в уравнении (8)  $A=0$ , равны

$$(n-i\chi)^2 = -\frac{iB}{2} \pm \sqrt{-B^2/4 + C_\infty + iD_\infty},$$

где

$$C_\infty = u \beta^{-2} \sin^2 \alpha (1-u) (1+u \cos^2 \alpha) (1-u \cos^2 \alpha)^{-2}; \quad (13)$$

$$D_\infty = s \beta^{-2} \text{ и } (1+u \cos^2 \alpha) \{2u \sin^2 \alpha (u-1) (u \cos^4 \alpha - 1) + (1-u \cos^2 \alpha)^2 \times \\ \times [u(-3 \cos^2 \alpha \sin \alpha - \cos^2 \alpha + 3 - u^2 \cos^4 \alpha - 1)]\} (1-u \cos^4 \alpha)^{-1} (1-u \cos^2 \alpha)^{-4}$$

В этом случае мы не вводим никаких индексов для  $(n-i\chi)^2$ , так как при  $v=v_\infty$  нет оснований относить значения  $(n-i\chi)^2$  ни к необыкновенной (обыкновенной), ни к плазменной волне. Мы уже упоминали, что разделение дисперсионных кривых на части, соответствующие необыкновенной (обыкновенной) и плазменной волне, имеет несколько условный характер. Поэтому здесь и ниже будем относить к плазменной волне те части дисперсионных кривых, которые вообще исчезают при  $s=0$  и  $\beta=0$ .

Далее мы приведем и обсудим ряд дисперсионных кривых, относящихся к случаю, когда  $u < 1$ . Кривые для случая, когда  $u \cos^2 \alpha > 1$ , имеют в резонансной области аналогичное поведение. Как уже указывалось, при выполнении условий  $u > 1$  и  $u \cos^2 \alpha < 1$  резонансная область вообще отсутствует, и вследствие этого фактически отпадает необходимость в нахождении тепловых поправок для обыкновенной или необыкновенной волны. Для плазменной волны при только что указанных условиях из уравнения (5) можно получить формулу (при  $s=0$ )  $(n-i\chi)_3^2 = (1-u-v+uv \cos^2 \alpha) / \beta^2 (1-u \cos^2 \alpha)$ , из которой вытекает, что  $(n-i\chi)^2 < 0$ . Последнее означает, что имеет место экспоненциальное затухание поля по мере его проникновения в плазму ( $n_3^2=0$ ,  $\chi_3^2 \neq 0$ ). В неоднородной среде имело бы место отражение волны „3“ от области плазмы, в которой  $(n-i\chi)_3^2 < 0$ . На рис. 4 и 5 даны типичные дисперсионные кривые для случаев  $s^2 \sim \beta^2$  и  $s^2 \gg \beta^2$ . Мы не приводим соответствующих кривых для  $s^2 \ll \beta^2$ , так как последние отличались бы очень мало от изображенных на рис. 2 (при  $s=0$ ). Нужно только оговориться, что вместо изображенных на рис. 1, 2а прямых, совпадающих с участками на оси абсцисс и имеющих несколько условный характер, появятся дополнительные ветви, подобные кривой II на рис. 4а или кривой I на рис. 4б. Эти кривые имеют максимумы при  $v=v_\infty$ . Однако при  $s^2 \ll \beta^2$  максимальные значения  $n^2$  и значения  $\chi^2$  вблизи  $v=v_\infty$  при учете условия (10) будут невелики, скажем, по сравнению с  $n^2(v_\infty)$  и  $\chi^2(v_\infty)$  при  $s=0$  (см. рис. 2а).

Что касается кривых, изображенных на рис. 2, то они слабо деформируются при переходе к случаю  $s \neq 0$  при условии  $s^2 \ll \beta^2$ . Для этих кривых максимальные измерения имеют место при  $v=v_\infty$ , однако они также невелики. Так, значения  $\varepsilon_1(v_\infty)$ , соответствующие случаю

$s=0$ , при малых  $s \neq 0$  уменьшаются на величину  $\Delta \epsilon_1$ , примерные значения которой определяются из условия  $\Delta \epsilon_1 \sim s^2 / \beta^2 \epsilon_1 (\nu_\infty)_{s=0}$ .

По мере увеличения отношения  $s/\beta$  влияние соударений начинает проявляться более существенным образом. Последнее легко установить из рис. 4 и 5, относящихся соответственно к случаям  $s^2 \approx \beta^2$  и  $s^2 \gg \beta^2$ . Основной областью, в которой влияние соударений наиболее

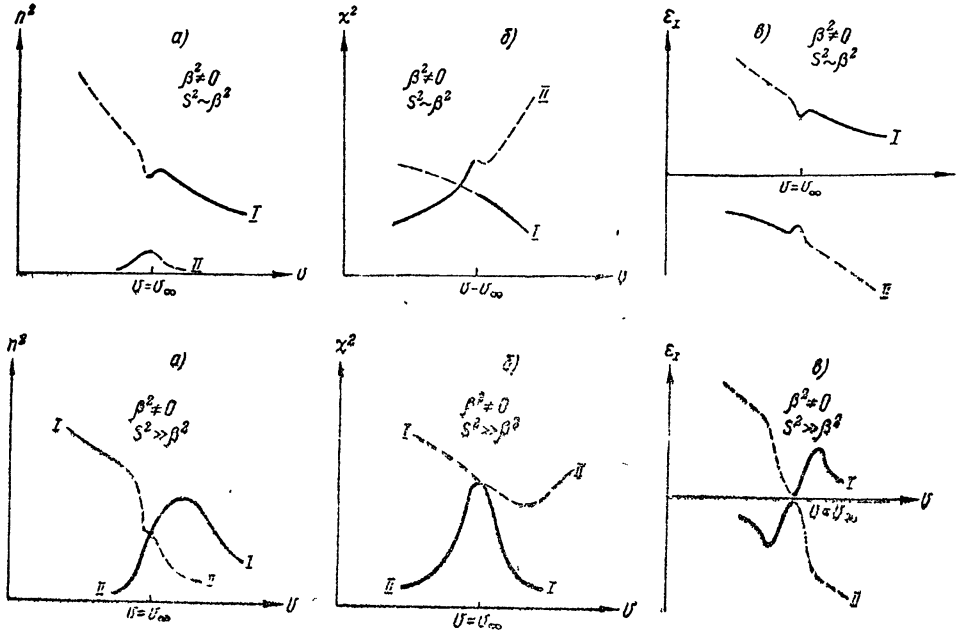


Рис. 4 и рис. 5.

существенно, является область вблизи  $\nu = \nu_\infty$ . Примерная ширина этой области, определяемая отклонением  $\Delta \nu$  параметра  $\nu$  от значения  $\nu = \nu_\infty$ , будет равна  $\Delta \nu \approx s$ . Как и ранее, наибольшие изменения имеют место при  $\nu = \nu_\infty$ . Для случая  $s \approx \beta$  связанное с учетом соударений уменьшение величины  $\epsilon_1 (\nu_\infty)_{s \neq 0}$  равно  $\frac{1}{2} \epsilon_1 (\nu_\infty)_{s=0}$ . При  $s^2 \gg \beta^2$  величина  $\epsilon_1 (\nu_\infty)_{s \neq 0}$  уменьшается очень сильно, доходя до сравнительно малых значений, определяемых из условия  $\epsilon_1 (\nu_\infty)_{s \neq 0} - \epsilon_1 (\nu_\infty)_{s=0} \sim \sim \beta \epsilon_1 (\nu_\infty)_{s=0}$ . В последнем случае части кривых, соответствующие необыкновенной волне (сплошная линия на рис. 5), подходят близко друг к другу и в значительной мере воспроизводят кривые на рис. 3, отвечающие условиям  $\beta = 0$  и  $s \neq 0$ . Правда, в силу наличия теплового движения эти части всегда в той или иной степени разделены между собой. При  $s^2 \gg \beta^2$  величина разделения для  $n^2$  и  $\chi^2$  невелика по сравнению с самими значениями этих величин в точке  $\nu = \nu_\infty$ . Хотя кривые рис. 3 при  $s^2 \gg \beta^2$  почти полностью совпадают с частью кривых на рис. 4, следует подчеркнуть, что этим не исчерпываются все возможные значения показателей преломления  $n$  и поглощения  $\chi$ , так как на рис. 4 остаются еще части дисперсионных кривых (пунктир), связанные с учетом пространственной дисперсии.

Пренебрегая пространственной дисперсией, можно без труда установить, что при учете поглощения в окрестности точки  $\nu = \nu_\infty$  всегда имеется некоторый интервал значений параметра  $\nu$ , внутри которого дисперсия по частоте будет аномальной ( $dn/d\omega < 0$ ). Учет теплового движения (пространственной дисперсии), вообще говоря, изменяет этот вывод. При не очень больших значениях отношения  $s/\beta$  дисперсия в

области вблизи резонанса всюду будет нормальной. С другой стороны, при  $s^2 \gg \beta^2$  будет существовать область аномальной дисперсии.

Сделаем некоторые замечания относительно поглощения нормальных волн, которое характеризуется величиной  $\chi$ . В соответствии с принятыми определениями эта величина может быть отлична от нуля, когда истинное поглощение, связанное с соударениями, отсутствует. В этом случае тот факт, что  $\chi \neq 0$  при  $s=0$ , связан с невозможностью существенного проникновения электрического поля в плазму. С последним связано то обстоятельство, что для ветвей, где  $\epsilon_1 > 0$ , (кривые I на рис. 4 и 5) показатель поглощения  $\chi$  растет с увеличением параметра  $s/\beta$  и в основном определяется соударениями. Для другой ветви (кривые II на рис. 4 и 5), где  $\epsilon_1 < 0$ , отличие от нуля показателя поглощения  $\chi$  указывает на невозможность проникновения поля в плазму. Здесь с ростом отношения  $s/\beta$  величина  $\chi$  даже убывает.

Используемое выше квазигидродинамическое рассмотрение позволяет получить ряд качественных выводов, характеризующих свойства нормальных волн при одновременном, учете теплового движения и соударений. Однако можно указать на некоторые особенности поведения волн, которые могут быть установлены только при использовании метода кинетического уравнения. Во-первых, кинетическое рассмотрение приводит к выводу о наличии специфического, не связанного с соударениями затухания, обусловленного наличием теплового распределения электронов по скоростям. Это затухание становится существенным, когда фазовая скорость волны  $V_\phi = \omega/k = c/n$  сравнима или меньше скорости теплового движения электронов  $V_T = \sqrt{\kappa T/m} = \beta c$ , т. е. когда  $\beta n \gtrsim 1$  [4]. Наличие этого затухания не было принято нами здесь во внимание и, в частности, не отражено на приводимых в этой работе рисунках. Это затухание будет всегда мало существенным в тех случаях, когда значения  $n^2(v) < n^2(v_\infty)$ , так как при  $v = v_\infty$   $n^2 \sim 1/\beta$ , откуда следует, что в последнем случае  $\beta n \lesssim \sqrt{\beta} \ll 1$ . Однако, если значения  $n^2$  таковы, что  $n^2(v) \gg n^2(v_\infty)$ , указанное затухание может играть существенную роль, превышая затухание, связанное с соударениями.

Укажем еще на один вывод, вытекающий из кинетического рассмотрения. Если в квазигидродинамическом приближении все три корня уравнения (5)  $(n - i\chi)_{1,2,3}$  в отсутствие соударений были действительными, то при кинетическом рассмотрении два корня соответствующего уравнения могут быть комплексными [4,5]. Например, при поперечном распространении ( $\alpha = \pi/2$ ), обобщая кинетическое рассмотрение [6] на случай учета соударений, можно получить уравнение для необыкновенной и плазменной волн, в котором сразу же опущено несколько несущественных членов:

$$\frac{3\beta^2 v}{1-4u}(n-i\chi)^4 + [u+v-1-is(v-2)](n-i\chi)^3 + [(v-1)^2 - u + 2is \times (v-1)] = 0. \quad (14)$$

Уравнение для обыкновенной волны при  $\alpha = \pi/2$  отщепляется и для нас здесь не представляет интереса. При  $s=0$  уравнение (14) совпадает с приведенным в работе [6]. Оно отличается от соответствующего уравнения в квазигидродинамическом приближении, которое можно получить из (5), коэффициентом при  $(n - i\chi)^4$ . Легко видеть, что при  $u > 1/4$  в окрестности точки  $v = v_\infty = 1 - u$  будет существовать область переменной  $v$ , в которой значения  $(n - i\chi)^2$  явля-

ются комплексными ( $n \neq 0$  и  $\chi \neq 0$  одновременно), когда  $s=0$ . На рис. 6 приведены кривые для функций  $n^2(v)$ ,  $\chi^2(v)$  и  $\varepsilon_1(v)$  в резонансной области при наличии комплексных значений  $(n-i\chi)^2$  и в отсутствии столкновений ( $s=0$ ).

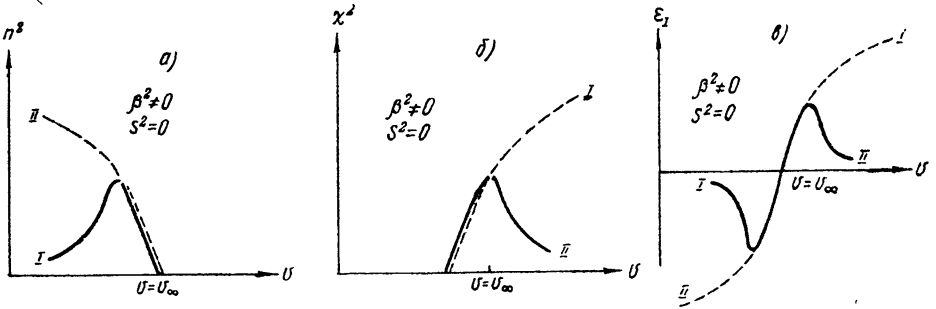


Рис. 6.

Из этих графиков (см. также [4, 5]) видно, что в определенной области, совпадающей с областью комплексных значений для  $(n-i\chi)^2$ , части кривых, соответствующие волнам „1“ и „3“, совпадают. Примерная ширина этой области  $\Delta v \sim \beta$ . Экстремальные значения  $n^2(v)$  на рис. 6а—порядка  $1/\beta$ . Того же порядка и экстремальные значения  $\varepsilon_1(v)$ . На рис. 7 изображены дисперсионные кривые при учете соударений, когда  $s^2 \gg \beta^2$ . В этом случае определен-

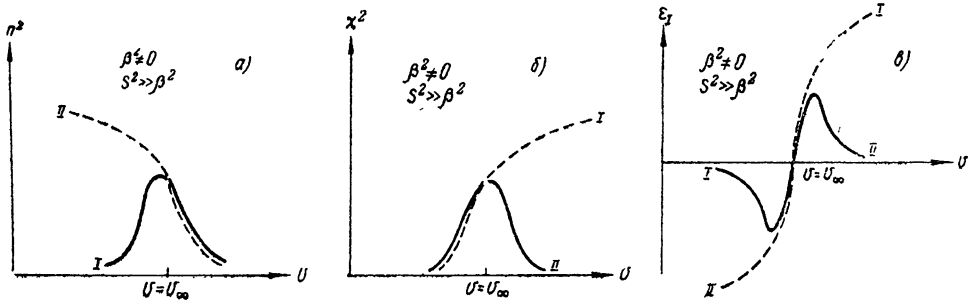


Рис. 7.

ные части дисперсионных кривых близки к соответствующим кривым на рис. 3. Помимо того, имеются дополнительные по отношению к изображенным на рис. 3 кривым ветви, появление которых обусловлено учетом теплового движения. Хотя по форме кривые, изображенные на рис. 7 сплошной линией, напоминают кривые на рис. 6, следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае  $s^2 \gg \beta^2$  различие между ними очень существенно. Так, например, экстремальные значения величины  $\varepsilon_1(v)$  (на рис. 7в) по порядку величины равны  $\varepsilon_1(v) \sim s/\beta^2$ , в то время как на рис. 6 соответствующие значения  $\varepsilon_1(v) \sim 1/\beta$ . В силу выполнения условия  $s \gg \beta$  разница между только что приведенными значениями весьма велика.

Проведенное рассмотрение позволяет установить, что одним из основных параметров, обуславливающих поведение волн в резонансной области при учете теплового движения и столкновений между частицами, является величина  $r=s/\beta^*$ .

\* Тот факт, что свойства нормальных волн определяются безразмерным отношением типа отношения  $r=s$ , ясен и из элементарных соображений; однако, в принципе, в рассмотрение могли бы войти и другие комбинации безразмерных величин  $s$  и  $\beta$ , скажем,  $s^2/\beta^2$  и т. п.



При  $r \ll 1$  распространение волн определяется примерно теми же характеристиками, что и в случае  $s=0$ . Наоборот, при  $r \gg 1$  можно почти полностью получить дисперсионные кривые, соответствующие распространению без учета теплового движения ( $\beta=0$ ,  $s \neq 0$ ). Однако в то же время имеются и другие ветви, появление которых связано с учетом теплового движения. Для волн, соответствующих этим ветвям, отличие величины  $\beta$  от нуля имеет принципиальное значение.

Авторы благодарны В. Л. Гинзбургу за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, М., 1953.
2. М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ, **22**, 303 (1952).
3. А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, ЖЭТФ, **31**, 642 (1956).
4. Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург, Н. Г. Денисов, УФН, **61**, 561 (1957).
5. Б. Н. Гершман, Сборник памяти А. А. Андропова, изд. АН СССР, М., 599, 1956.
6. Б. Н. Гершман, ЖЭТФ, **21**, 659 (1953).
7. J. H. Piddington, Phil. Mag, **46**, 1037 (1955).
8. Б. Н. Гершман, Диссертация, Горький, 1953.
9. Р. Беккер, Электронная теория, ГИТТЛ, М., 1941.

Исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
12 июня 1958 г.