Таким образом, величина эффекта Доплера в АК зависит как от соотношения скоростей акустических и электромагнитных волн v/V, так и от соотношения частот взаимодействующих импульсов ω_1/ω_2.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бондаренко В. С., Бочков Б. Г., Громашевский В. Л., Соболев Б. В.* Нелинейные акустоэлектронные устройства и их применение. М.: Радио и связь, 1985. 160 с.
2. *Adler E. L.* Electromagnetic longline effects in surface wave convolvers // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 1980. P. 82–87.

Московский институт
химического машиностроения

Поступило в редакцию
24.X.1988

УДК 534.2–13

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ©

Григорьев Г. И., Савина О. Н., Файнштейн С. М.

Взаимодействие потока заряженных частиц с плазмой изучено весьма подробно (см., например, [1, 2]). Частицы взаимодействуют с плазмой через электрическое и магнитное поля, при этом может возникнуть либо гидродинамическая (моноскоростной поток), либо более слабая кинетическая стадии нестабильности (пучок с достаточно большим разбросом по скоростям). При движении нейтрального потока одного газа через другой взаимодействие частиц осуществляется через их столкновения. В данной работе рассмотрена пучковая неустойчивость именно в такой ситуации, когда движущаяся компонента газа взаимодействует с основной средой через соударения частиц.

Пусть среда, состоящая из нейтральных частиц массой m_1, имеющая температуру T_1 и плотность ρ_1, пронизывается пучком движущихся с равновесной скоростью u_0 частиц с параметрами m_2, T_2, ρ_2. Взаимодействие между двумя компонентами осуществляется через соударения.

Для описания такой системы далее воспользуемся пятимоментным приближением, используемым при решении кинетического уравнения, когда не учитываются вязкость и теплопроводность [3]. Система квазигидродинамических линеаризованных уравнений в этом случае для частиц одноатомного газа сорта 1 и сорта 2 имеет вид:

$$\partial r_1/\partial t+\operatorname{div} u_1=0,$$

$$\partial \mathbf{u}_1/\partial t+V_1^2(\nabla\theta_1+\nabla r_1)=\nu_0[\mathbf{u}_2-\mathbf{u}_1+\mathbf{u}_0(r_1+\nu/\nu_0)], \tag{1}$$

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial t}+\frac{\partial r_1}{\partial t}+\frac{5}{3}\operatorname{div}\mathbf{u}_1=\omega_0\left\{\tau\theta_2-\theta_1+\frac{2}{3}\tau\mathbf{u}_0\frac{\mathbf{u}_2-\mathbf{u}_1}{V_2^2}+(\nu/\nu_0+r_1)(\tau-1+\tau u_0^2/3V_2^2)\right\};$$

$$Dr_2/Dt+\operatorname{div}\mathbf{u}_2=0,$$

$$nD\mathbf{u}_2/Dt+nV_2^2(\nabla\theta_2+\nabla r_2)=\nu_0[\mathbf{u}_1-\mathbf{u}_2-\mathbf{u}_0(r_1+\nu/\nu_0)], \tag{2}$$

$$n\left(\frac{D\theta_2}{Dt}+\frac{Dr_2}{Dt}+\frac{5}{3}\operatorname{div}\mathbf{u}_2\right)=\omega_0\frac{m_2}{m_1}\left\{\frac{\theta_1}{\tau}-1+\frac{2}{3}\frac{\mathbf{u}_0}{V_1^2\tau}(\mathbf{u}_2-\mathbf{u}_1)+\right.$$

$$\left.+(\nu/\nu_0+r_1)(\tau^{-1}-1+u_0^2/3\tau V_1^2)\right\}.$$

При записи (1), (2) введены обозначения: $\mathbf{u}_1$, $\mathbf{u}_2$ – скорости, ν – частота столкновений, $D/Dt=\partial/\partial t+(\mathbf{u}_0\nabla)$, $\theta_1=T_1/T_{10}$, $\theta_2=T_2/T_{20}$, $\tau=T_{20}/T_{10}$, $r_1=\rho_1/\rho_{10}$, $r_2=\rho_2/\rho_{20}$, $n=\rho_{20}/\rho_{10}$, $\omega_0=2\nu_0 m_1/(m_1+m_2)$, $V_1^2=\varkappa T_{10}/m_1$, $V_2^2=\varkappa T_{20}/m_2$, $\varkappa$ – постоянная Больцмана, значком «0» помечены равновесные значения параметров.

Предполагая далее, что возмущения всех величин характеризуются $\exp(st+i\mathbf{kr})$, и учитывая, что для газа максвелловских молекул $\nu/\nu_0=r_2$, получаем из (1), (2) дисперсионное уравнение $D(s, k)=0$. В отсутствие соударений ($\nu=0$)

$$D_0(s,k)=\Omega s\left(s^2+\frac{5}{3}k^2V_1^2\right)\left(\Omega^2+\frac{5}{3}k^2V_2^2\right)=0,\quad \Omega=s+i\mathbf{ku}_0. \tag{3}$$

Акустические возмущения в этом случае распространяются в основной среде и пучке без взаимодействия и описываются соотношениями $s_1=-ic_{s1}k=-i\sqrt{5/3}kV_1$, $s_2=-ic_{s2}k=i\mathbf{ku}_0$. Найдем обусловленную столкновениями поправку γ к частоте $s_1=-ic_{s1}k$, считая ее малой ($\gamma\ll c_{s1}k$) и пренебрегая в дисперсионном уравнении (3)

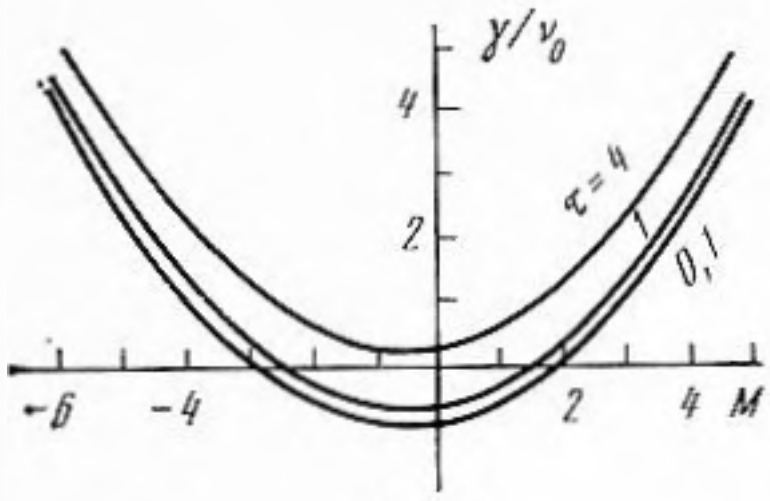

Рис.1

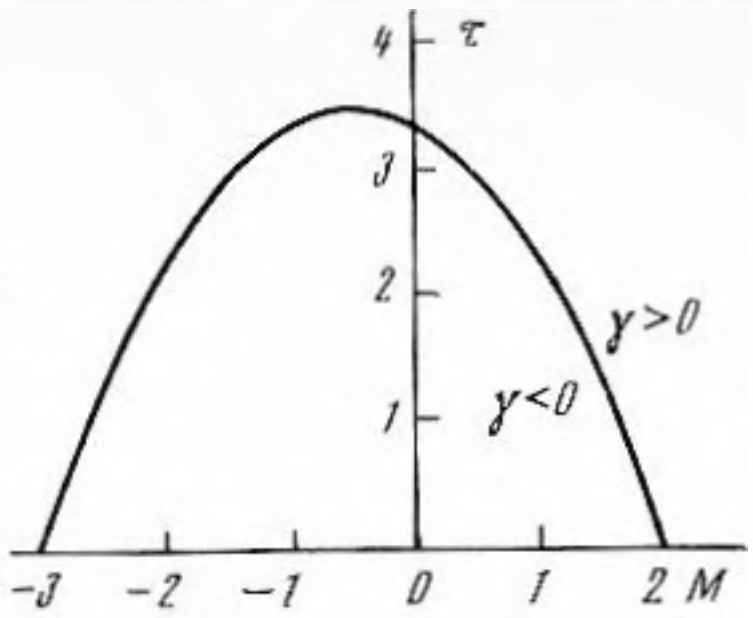

Рис.2

членами $\sim\nu_0^2$, γ^2 и $\nu_0\gamma$. Принимая для простоты $m_1=m_2$ и вводя $M=\mathbf{k}\mathbf{u}_0/c_{s1}k$, имеем

$$\gamma=\frac{1}{2}\nu_0\left[\frac{1}{3}(M^2+M)+\frac{1}{5}(3\tau-10)\right]. \tag{4}$$

Из формулы (4) следует, что неустойчивость звуковых волн, распространяющихся в среде с пучком, может возникать из-за движения частиц пучка $M\neq0$ или даже для покоящегося пучка (или волн, распространяющихся перпендикулярно скорости u_0) $M=0$, если он имеет высокую температуру ($\tau=T_{20}/T_{10}\gtrsim3{,}5$). Рисунок 1 иллюстрирует зависимость $\gamma(M)$ для трех значений параметра τ, помеченных цифрами у соответствующих кривых. Из рис. 1 и формулы (4) следует, что при $\tau\gtrsim3{,}5$ пучковая неустойчивость звуковых волн имеет место при любых скоростях u_0. Если же $\tau<3{,}5$, неустойчивость может развиваться при $M>-{}^1/_2+\sqrt{(125-36\tau)/20}$ и $M<-{}^1/_2-\sqrt{(125-36\tau)/20}$. На рис. 2 изображена на плоскости (τ, M) кривая $\gamma=0$, разделяющая области затухания звуковых волн ($\gamma<0$) и их раскачки ($\gamma>0$).

В принятых модельных уравнениях не учитывались потери энергии из-за вязкости и теплопроводности. При учете этих факторов появилась бы дополнительная диссипация звуковых волн с декрементом $\gamma_1\sim k^2$ [4]. Так как полученный инкремент γ (4) не зависит от волнового числа k, то и при учете указанной дополнительной диссипации найдутся такие возмущения, для которых $\gamma>\gamma_1$. Укажем, что в работе [5] рассматривалась нестабильность акустических волн в верхней атмосфере, связанная с неизотермичностью ионосферной плазмы.

В заключение подчеркнем, что рассмотренный тип неустойчивости представляет собой модификацию черенковской нестабильности в акустике для волн, возбуждаемых частицами пучка.

Рассмотренные эффекты потоковой и температурной неустойчивости могут иметь место в облачных структурах, в экспериментах по инжекции пучков в нейтральный газ и др. явлениях.

Авторы признательны А. В. Гапонову-Грехову и Л. А. Островскому за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Михайловский А. Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. I. М.: Атомиздат, 1970.
2. *Незлин М. В.* Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
3. *Schunk R. W.* Mathematical structure of transport equation for multispecies flows // Geophys. Space Phys. 1977. V. 15. P. 429–445.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
5. *Бирагов С. Б., Гершман Б. Н.* О возможной нестабильности, связанной с неизотермичностью ионосферной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия. 1973. Т. 13. № 3. С. 463–467.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило в редакцию
17.VIII.1988