АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 **1992** **Вып. 4**

УДК 533.951

© 1992 г. **И.П. Завершинский, Е.Я. Коган, Н.Е. Молевич**

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ

Используя формализм релаксационной вязкости, проведен подробный анализ акустической устойчивости частично ионизованного газа в постоянном электрическом поле. Показано, что учет неупругих электрон-нейтральных столкновений приводит к существенному расширению области акустической неустойчивости токовой плазмы по сравнению с известной ранее. Объяснена зависимость коэффициента усиления от направления звука по отношению к току в одних экспериментах и независимость в других.

Акустические волны являются единственным коллективным возбуждением в газе нейтральных частиц и поэтому легко возбуждаются в низкотемпературной плазме. Составляя часть спектра возбуждений в ней, они заметно влияют на состояние плазмы, часто определяя ее динамику. Особенностью последней является то обстоятельство, что низкотемпературная плазма в широком диапазоне параметров является существенно неравновесной средой. Причем неравновесность заключена в заселении тех степеней свободы, которые активно взаимодействуют со звуком. Этим взаимодействием определяются условия его устойчивости и распространения – нелинейность и диссипативные эффекты. В этом смысле плазма является акустически активной средой, неравновесность которой определяет линейную и нелинейную динамику звука. В зависимости от характера и уровня неравновесности может выполняться (либо нет) релеевский критерий устойчивости звука – требование определенных фазовых соотношений между возмущением давления и источника энергии, в качестве которого выступают релаксирующие в поле волны неравновесно возбужденные степени свободы.

В атомарной плазме можно выделить следующие степени свободы, время релаксации энергии которых τ_i имеет масштаб $\sim\omega^{-1}$ – частота акустических волн: трансляционную энергию электронов $T_e > T$ (T – газовая температура); степень ионизации $\eta_e = n_e/N$ – отношение плотностей заряженной компоненты к нейтральной и джоулевый нагрев газа. Релаксация этих параметров формирует эффективные релаксационные вязкость, нелинейность, дисперсию.

Релаксационная вязкость ξ_r характеризует диссипативные процессы, связанные с конечным временем установления параметров среды при сжатии или разряжении в звуковой волне [1]. Заметим, что в общем случае для изотропной среды с линейной дисперсией вклад в релаксационную вязкость дают как пространственно-локальные процессы с конечным временем релаксации (вторая вязкость [2, 3], излучательная теплопроводность [3, с. 401]), так и такие нелокальные процессы, как, например, диффузия или безызлучательная теплопроводность. Для акустических волн вида $\sim\exp(-i\omega t + ikx)$, $k = k' + ik''$ при условии малого поглощения (или усиления при $k'' < 0$) на длине волны, т.е. $|k''| \ll k'$, дисперсия скорости звука U_s и коэффициент акустического поглощения α определяются через коэффициент релаксационной вязкости [1, 4] в виде

$$U_s^2 = \omega^2/k'^2 = U_0^2 + \omega\,\mathrm{Im}\,\xi_r/\rho_0, \tag{1}$$

$$\alpha = k'' = \omega^2\,\mathrm{Re}\,\xi_r/2U_S^3\rho_0 = \omega^2\xi/2U_S^3\rho_0, \tag{2}$$

где ρ_0 – плотность газа, U_0 – скорость низкочастотного (равновесного) звука, $\mathrm{Re}\,\xi_r$ и $\mathrm{Im}\,\xi_r$ – действительная и мнимая части релаксационной вязкости соответственно.

Для удобства изложения будем в дальнейшем под коэффициентом релаксационной вязкости понимать $\xi = \mathrm{Re}\,\xi_r$, так как именно ξ определяет поглощение (усиление) звука (2), исследуемое в настоящей работе.

Если коэффициент релаксационной вязкости найден, то условие неустойчивости звука сводится к его обращению $\xi < 0$. Кроме рассматриваемой в данной работе плазмы обращение релаксационной вязкости возможно в газах с неравновесно-возбужденными внутренними состояниями молекул, химически активных смесях и других неравновесных средах при условии установления положительной обратной связи между возмущениями давления и релаксирующими параметрами системы [4–6].

В условиях многопараметрической релаксации, когда каждый процесс релаксации задает свою вязкость ξ_i, последние часто аддитивно входят в общую $\xi = \sum\limits_i \xi_i$ [4]. Эти свойства ξ позволяют изложить линейную и нелинейную теорию распространения звука в плазме на основе единого формализма, допускающего прозрачную трактовку явлений.

Будем описывать динамику атомарного частично ионизованного газа в постоянном электрическом поле в следующей модели:

$$\partial n_e/\partial t + \partial(n_e V_e)/\partial x = K_i n_e N - K_r n_e^2, \tag{3}$$

$$1{,}5\,\partial(n_e T_e)/\partial t + 1{,}5 V_e \partial(n_e T_e)/\partial x + 2{,}5 n_e T_e \partial V_e/\partial x = j_e E + 1{,}5\,[n_e \delta \nu_e (T - T_e)] + \\ + \chi_e \partial^2 T_e/\partial x^2, \tag{4}$$

$$\partial j/\partial x = 0, \tag{5}$$

$$MN(\partial V/\partial t + V\partial V/\partial x) = -\partial(NT)/\partial x - \partial(n_e T_e)/\partial x, \tag{6}$$

$$\partial N/\partial t + \partial(NV)/\partial x = 0, \tag{7}$$

$$C_{V\infty} dT/dt - TN^{-1} dN/dt = 1{,}5 n_e \delta^y \nu_e (T_e - T)/N - I(T, N), \tag{8}$$

где $j = -en_e V_e + en_e V_i$ – плотность тока; $V_{e,i}$ – скорости электронов и ионов; ν_e – частота электрон-нейтральных соударений; δ – коэффициент передачи электронной энергии; $\delta^y = 2m/M$; m, M – масса электрона и нейтральной частицы; K_r, K_i – константы скорости рекомбинации и ионизации; χ_e – коэффициент электронной теплопроводности; E – напряженность электрического поля; $C_{V\infty}$ – теплоемкость газа при постоянном объеме; I – мощность теплоотвода.

В рамках данной модели учитываются эффекты, связанные с релаксацией в поле звуковых волн температуры электронов T_e, степени ионизации η_e и источника нагрева газа. Выделим характерные релаксационные времена: время передачи энергии электронов при соударениях $\tau_T - (\delta\nu_e)^{-1}$, время диссоциативной рекомбинации $\tau_r = (K_r n_e)^{-1}$ как масштаб времени релаксации степени ионизации и время нагрева газа

$$\tau_H = (\delta^y jE/\delta NT)^{-1} = (\delta^y S_e \eta_e/\delta\tau_T)^{-1}, \quad S_e = T_e/T_0.$$

Ниже рассматривается только случай $\omega\tau_H \gg 1$, так как другой предел в слабоионизованной плазме, когда $S_e\eta_e \ll 1$, практически не реализуется.

Релаксация электронной и ионной скоростей происходит обычно за времена, существенно меньшие указанных выше, поэтому

$$V_e = V - \mu_e E - (\partial n_e T_e/\partial x)/mn_e\nu_e, \quad V_i = V + \mu_i E - (\partial n_e T_i/\partial x)/Mn_e\nu_i,$$

где $\mu_{e,i}$ – подвижности ионов и электронов, температура ионов T_i полагалась равной газовой температуре T. С учетом сказанного линеаризуем (3)–(8) относительно стационарного состояния T_0, N_0, T_{e0}, n_{e0} для возмущений вида $\sim\exp(-i\omega t + ikx)$.

Система уравнений (3)–(7) в пределе сильнонеравновесной плазмы (типичной для тлеющего разряда) $S_e \gg 1$ позволяет найти следующие связи возмущений плазменных и газовых параметров:

$$n'_e/n_{e0} = N'/N_0 + T'_e(\bar{K}_i + ikV_{e0}\tau_r(\mu_i/\mu_e)\,\bar{\nu}_e\cos\varphi)/(1 - i\omega\tau_r)\,T_{e0}, \tag{9}$$

$$T'_e/T_{e0} = -N'C_{V\infty}(1 - i\omega\tau_r)(2 - {}^4\!/_3\, ikV_{e0}\tau_T\cos\varphi + {}^2\!/_3\, i\omega\tau_T)/[C_V + \\ + \kappa_e k^2\tau_T(1 - i\omega\tau_r)\,C_{V\infty}]\,N_0, \tag{10}$$

где $\kappa_e = 2\chi_e/3n_{e0}$ – коэффициент электронной температуропроводности

$$\beta' = 1 + \overline{\delta\nu}_e + (1 - 2\cos^2\varphi)\,\overline{\nu}_e + 2\overline{\nu}_e(\mu_i/\mu_e)\cos^2\varphi,$$

φ – угол между k и скоростью электронного дрейфа V_{e0}, для любого A обозначено $\overline{A} = \partial\ln A/\partial\ln T_{e0}$, $C_V = C_{V0} + C_{V1}\tau_r/\tau_H - C_{VH}/i\omega\tau_H - C_{VT}i\omega\tau_T - C_{Vr}i\omega\tau_r - C_{V2}\,\omega^2\tau_T\tau_r$.

Используя далее (8), с учетом (9), (10) приходим к следующему дисперсионному соотношению для звуковых волн в сильнонеравновесной плазме:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{T_0}{M}\;\frac{C_p + \kappa_e k^2\tau_T(1 - i\omega\tau_r)\,(C_{P\infty} - (1/i\omega\tau_H) + \eta_e S_e C_{V\infty})}{C_V + \kappa_e k^2\tau_T(1 - i\omega\tau_r)\,C_{V\infty}} + \frac{(U^2_{S\infty} - U^2_{SI})\,C_{VI}}{i\omega\tau_H C_{V\infty}}, \tag{11}$$

где $U^2_{Sj} = C_{Pj}T_0/C_{Vj}M$ для любого индекса j,

$$C_P = C_{P0} + C_{P1}\tau_r/\tau_H - C_{PH}/i\omega\tau_H - C_{PT}i\omega\tau_T - C_{Pr}i\omega\tau_r - C_{P2}\,\omega^2\tau_T\tau_r.$$

Значения величин C_{Pj}, C_{Vj} приведены ниже:

$$C_{P0} = (\beta' + 2\overline{K}_i\cos^2\varphi)\,C_{P\infty} + S_e\eta_e(\beta' - 2 + 2\overline{K}_i\cos^2\varphi - 2\overline{K}_i)\,C_{V\infty} + \frac{2}{3}(1 + \overline{\nu}_e + \overline{K}_i)\frac{\tau_T}{\tau_H} + (1 + \overline{K}_i)\frac{\tau_T}{\tau_H} - \Big[\frac{4}{3}(1 + \overline{\nu}_e) + \frac{1}{3}\Big]\frac{\tau_T}{\tau_H}\,\frac{kV_{e0}}{\omega}\cos\varphi,$$

$$C_{V0} = (\beta' + 2\overline{K}_i\cos^2\varphi)\,C_{V\infty};$$

$$C_{P1} = \beta' - 2(1 + \overline{\nu}_e) + 2(1 - \cos^2\varphi)\,\overline{\nu}_e\frac{\mu_i}{\mu_e}\frac{kV_{e0}}{\omega}\cos\varphi, \quad C_{V1} = 0;$$

$$C_{PH} = \beta' - 2(1 + \overline{\nu}_e) - 2\overline{K}_i(1 - \cos^2\varphi); \quad C_{VH} = 0;$$

$$C_{Pr} = \frac{C_{P\infty}}{C_{V\infty}}\,C_{Vr} + S_e\eta_e\Big[\beta' - 2 + 2(1 - \cos^2\varphi)\,\overline{\nu}_e\frac{\mu_i}{\mu_e}\frac{kV_{e0}}{\omega}\cos\varphi\Big]\,C_{V\infty} + \frac{\tau_T}{\tau_H}\Big[\frac{5}{3} + \frac{2}{3}\overline{\nu}_e\Big] - \frac{\tau_T}{\tau_H}\Big(\frac{5}{3} + \frac{4}{3}\overline{\nu}_e\Big)\frac{kV_{e0}}{\omega}\cos\varphi,$$

$$C_{Vr} = C_{V\infty}(\beta' - 2\overline{\nu}_e\mu_i kV_{e0}\cos^3\varphi/\mu_e\omega);$$

$$C_{PT} = C_{P\infty}C_{VT}/C_{V\infty} + S_e\eta_e C_{P\infty}(1 + \overline{K}_i - kV_{e0} - kV_{e0}\cos\varphi/\omega),$$

$$C_{VT} = C_{V\infty}[1 + \overline{K}_i - kV_{e0}\cos\varphi(1 - 4\overline{K}_i)/3\omega];$$

$$C_{P2} = C_{P\infty}C_{V2}/C_{V\infty} + C_{P\infty}S_e\eta_e(1 - kV_{e0}\cos\varphi/\omega),$$

$$C_{V2} = C_{V\infty}\,[1 - kV_{e0}\cos\varphi/3\omega - 4\overline{\nu}_e\mu_i(kV_{e0}/\omega)^2\cos^2\varphi/3\mu_e];$$

$$C_{PI} = \hat{I}_0 - \check{I}_0, \quad C_{VI} = \hat{I}_0; \quad C_{P\infty} = 2{,}5, \quad C_{V\infty} = 1{,}5.$$

При получении второго слагаемого в (11), определяющего вклад в дисперсионное соотношение возмущений теплоотвода, учтено $\omega\tau_H \gg 1$, а характерное время отвода тепла $\tau_I = T_0/I_0$, где $I_0 = I(T_0, \rho_0)$, согласно (7) равно характерному времени источника нагрева τ_H. В C_{PI}, C_{VI} обозначено $\hat{I}_0 = \partial\ln I_0/\partial\ln T_0$, $\check{I}_0 = \partial\ln I_0/\partial\ln\rho_0$.

Дисперсионное соотношение (11) определяет коэффициент релаксационной вязкости $\xi = -\dfrac{\rho}{\omega}\,\mathrm{Im}\,\omega^2/k^2$, скорость звука U_S и коэффициент поглощения α (усиления при $\xi < 0$) в виде (1) и (2) соответственно. В общем случае зависимости $\xi(\omega)$, $U_S(\omega)$ сложны и здесь, чтобы не загромождать описание, не приводятся. Однако в пределах высоких и низких звуковых частот (по отношению к временам релаксации соответствующих степеней свободы) коэффициент α может быть представлен в виде суперпозиции парциальных коэффициентов α^{i}_{jk}, каждый из которых связан со своим релаксационным процессом.

Для высоких частот $(\omega\tau_i \gg 1)$

$$\alpha^i_{jk} = c^{\infty i}_{jk} = (\mu^i_{jk} C^2_{Vk}) / (\tau^2_i U^3_{Sj} C^2_{Vj}),$$

а для низких частот $(\omega\tau_i \ll 1)$

$$\alpha^i_{jk} = \alpha^{0i}_{jk} = \mu^i_{jk} \omega^2 / U^3_{Sk},$$

где $\mu^i_{jk} = (\tau_i C_{Vj}/2C_{Vk})(U^2_{Sj} - U^2_{Sk})$ – низкочастотный коэффициент релаксационной вязкости для соответствующего процесса [5, 7]; скорости U_{Sj}, U_{Sk} определены выше. Этот коэффициент положителен в равновесных средах, но может менять знак в неравновесных, что описывает акустическую неустойчивость. Условие обращения $\mu^i_{jk} < 0$: $C_{Pk}/C_{Pj} - C_{Vk}/C_{Vj} > 0$ соответствует установлению положительной обратной связи между возмущениями плазмы и газа [5, 6].

Теперь можно рассмотреть те варианты предельных по $\omega\tau_i$ ситуаций, которые возникают в плазме в зависимости от вклада i-го релаксационного процесса при распространении звука. Каждый из вариантов задает определенный режим разряда и диапазон параметров, в котором реализуется свойственная ему динамика волновых возмущений. Здесь не будут рассматриваться условия, при которых $\beta \sim 0$, т.е. $C_{P0}, C_{V0}, C_{Pr}, C_{Vr} \ll 1$.

1. $\omega\tau_H \gg 1$, $\omega\tau_T \gg (\delta^y C_{Pr}/2\delta S_e C_{P\infty})$, $\omega\tau_r \gg 1$; $\omega\tau_H \gg 1$,

$\omega\tau_T \gg (\delta^y C_{P0}/2\delta C_{P\infty})^{1/2}$, $\omega\tau_r \ll 1$.

Этот предел соответствует $k\Lambda_u \gg 1$, где $\Lambda_u = V_{e0}\tau_T$ – длина релаксации электронной энергии [8, с. 88]. Скорость звука здесь $U_S = U_{S\infty}$, а наименьшим характерным временем в этих диапазонах частот обладает электронная теплопроводность, т.е. возмущение температуры электронов исчезает за время $\tau_\kappa \sim 1/\kappa_e k^2$. Изотермичность колебаний электронов в поле волны $T'_e \sim 0$ приводит к тому, что в самостоятельном разряде сохраняется неизменной и степень ионизации $\eta'_e \sim 0$. В связи с этим выделение тепла из электронной компоненты в газовую может меняться лишь за счет изменения частоты электрон-нейтральных соударений, которая растет в областях разрежения $(\nu_e \sim N)$. Таким образом, $Q' = 1{,}5\eta_{e0}\delta^y \nu_{e0} T_{e0}(N'/N_0)$ и этот механизм определяет релеевскую неустойчивость звуковых волн в неравновесной плазме $(S_e \gg 1)$ с коэффициентом

$$\alpha^H = -{}^1/_2 C_{P\infty} U_{S\infty} \tau_H. \tag{12}$$

Этот результат совпадает с приведенным в [9, 10]. Коэффициент второй вязкости в этом случае был найден в [6].

С учетом возмущения теплоотвода общий инкремент будет кроме α^H включать дополнительное слагаемое

$$\alpha^{\infty H}_{\infty I} = (C_{V\infty}\check{I}_0 + \hat{I}_0)/2C_{P\infty}C_{V\infty}U_{S\infty}\tau_H. \tag{13}$$

Это слагаемое увеличивает инкремент неустойчивости при $C_{V\infty}\check{I}_0 + \hat{I}_0 < 0$. Знак производных $\check{I}_0$, $\hat{I}_0$ зависит от типа теплоотвода. Например, если стационарные условия поддерживаются за счет поперечной прокачки газа, то возмущения теплоотвода несущественны $\check{I}_0$, $\hat{I}_0 = 0$. Если главную роль играет атомарная температуропроводность в поперечном звуку направлении, то мощность теплоотвода (в расчете на одну частицу газа)

$$I = \frac{\chi_a(T)}{MN} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T_0}{\partial r},$$

где χ_a – коэффициент атомарной теплопроводности. Вопросы искривления фронта в результате теплоотвода в рамках данной работы не затрагиваются. В этом случае $\check{I} = -1$, $\hat{I} = \partial \ln\chi_a/\partial \ln T_0 \approx 1$. Откуда $\check{I} + \hat{I}_0/C_{V\infty} < 0$ и $I'/I_0 = N'(\check{I}_0 + \hat{I}_0/C_{V\infty})/N_0 = -N'(C_{V\infty} - 1)/N_0 C_{V\infty}$.

Таким образом, в максимумах звуковой волны теплоотвод меньше, а в минимумах больше, чем в среднем по среде. Это приводит к увеличению разности давлений между областями сжатий и разрежений в волне и, следовательно, к ее усилению.

Везде ниже полученную величину $\alpha_{\infty I}^{\infty H}$ следует учитывать при оценке значений α.

2. $\omega\tau_H \gg 1$, $\omega\tau_T \ll (\delta^y C_{Pr}/2\delta C_{P\infty} S_e)^{1/2}$, $\omega\tau_r \gg C_{P0}/C_{Pr}$.

В этом пределе $U_S = U_{Sr}$, а распространение звука определяется низкочастотной релаксационной вязкостью, формируемой релаксацией T_e, и высокочастотной диссипацией, связанной с релаксацией Q и η_e, т.е.

$$\alpha = \alpha_{2r}^{0T} + \alpha_{r0}^{\infty r} + \alpha_{r1}^{\infty H} = \mu_{2r}^T \omega^2/U_{Sr}^3 + C_{V0}^2 \mu_{r0}^r / C_{Vr}^2 U_{Sr}^3 \tau_r^2 + C_{V1}^2 \mu_{r1}^{\text{H}} / C_{Vr}^2 U_{Sr}^3 \tau_H^2 .$$

Колебания источника нагрева газа в поле волны определяются связью между возмущениями плазменных и газовых параметров (9), (10). Причем при $\omega\tau_T \to 0$, $\omega\tau_r \to \infty$, согласно (9), степень ионизации в поле волны (с точностью до малого ионного дрейфа) не возмущается $\eta_e' \sim 0$, а температура электронов при $\beta > 0$ падает в областях сжатия волны и растет в областях разрежения $T_e'/T_{e0} = -2N'/\beta N_0$ ($\beta < 0$ может быть только в области энергий электронов, соответствующих рамзауэровскому минимуму сечений рассеяния электронов в инертных газах, при $\varphi \neq 0, \pi$). Поэтому возмущение источника нагрева газа имеет вид

$$Q'/Q_0 = [\beta - 2(1 + \overline{\nu}_e)]\; N'/\beta N_0 .$$

Эта связь определяет величину и знак коэффициентов вязкости и диссипации

$$\alpha_{r1}^{\infty H} = -\frac{\beta - 2(1 + \overline{\nu}_e) + 2(1 - \cos^2\varphi)\,\overline{\nu}_e(\mu_i V_{e0}/\mu_e U_{Sr}) \cos\varphi}{2 C_{P\infty} U_{Sr} \tau_H [\beta - 2\overline{\nu}_e(\mu_i V_{e0}/\mu_e U_{Sr}) \cos^3\varphi]} . \tag{14}$$

В атомарных газах при характерных электронных температурах разряда $T_e \approx 1{-}10$ эВ величина $2\overline{\nu}_e \mu_i V_{e0}/\mu_e U_{Sr} < \beta$ и не влияет на знак инкремента.

Условие неустойчивости, таким образом, имеет вид

$$\beta[\beta - 2(1 + \overline{\nu}_e)] > 0. \tag{15}$$

При небольших электронных энергиях, когда рассеяние электронов в газе носит в основном упругий характер, неустойчивость звука возможна лишь в области рамзауэровского минимума. Например, для волн с углом распространения $\varphi = 0$, π или $\pi/2$ при $\overline{\nu}_e < -1/2$. При $\varphi = 0$ это условие было получено в [9].

При больших электронных энергиях, когда становится важной роль неупругих процессов, т.е. $\delta > \delta^y$, условие обращения μ_{r1}^H выполняется в широкой области параметров плазмы, если $\overline{\delta\nu}_e > 1 + (1 + 2\cos^2\varphi)\,\overline{\nu}_e$. Это связано с более быстрой потерей электронами энергии, чем в упругих соударениях, что в связи с ростом β приводит к уменьшению коэффициента отрицательной обратной связи между T_e' и N' (10), в результате чего в областях сжатия волны энерговыделения растет, а в областях разрежения падает. Заметим, что здесь важна полная скорость передачи энергии электронов газу вне зависимости от степени свободы, в которую она переходит.

В силу этих обстоятельств неверным является обычно предлагаемое объяснение экспериментально наблюдаемого усиления в плазме инертных газов [11–13] на основе [9, 10]. В [9] анализировался случай $\delta = \delta^y$. Численные оценки и эксперимент показывают, что в условиях экспериментов (E/P = 1,5÷5 В/см Тор), $\nu_e \geq 0$ [10, с. 80] и звук, согласно [9], вообще должен поглощаться, а не усиливаться. Теория [10] также не приложима в условиях [11–13], поскольку в ней пренебрегалось возмущением T_e', что, согласно (10), возможно лишь для звука высоких частот, рассмотренного в п. 1. В [11–13] частота звука соответствовала $k\Lambda_u \ll 1$.

Объяснение наблюдаемого в [11–13] усиления звука следует из того, что в этом случае большая доля энергии электронов идет на неупругие потери (в аргоне, согласно [14], ~60–70%) и выполняется указанное выше условие усиления, которое здесь принимает вид $\overline{\delta\nu}_e > 1 + 3\overline{\nu}_e$.

Конечность скорости релаксации степени ионизации в поле волны приводит к формированию релаксационной вязкости с коэффициентом μ_{r0}^r. Соответствующий вклад в коэффициент диссипации

$$\alpha_{r0}^{\infty r} = -\frac{S_e\eta_e}{2C_{P\infty}U_{Sr}\tau_r(\beta - 2\overline{\nu}_e\dfrac{\mu_i}{\mu_e}\dfrac{V_{e0}}{U_{Sr}}\cos^3\varphi)^2}\left\{(\overline{K}_i + \overline{\nu}_e\frac{\mu_i}{\mu_e}\frac{V_{e0}}{U_{Sr}}\cos\varphi)\times\right.$$

$$\times\left[2C_{V\infty}(2\cos^2\varphi - \beta) - \frac{\delta^y}{\delta}(5 + 2\overline{\nu}_e)\cos^2\varphi + \frac{\delta^y}{\delta}(5 + 4\overline{\nu}_e)\frac{V_{e0}\cos^3\varphi}{U_{Sr}}\right] + \tag{16}$$

$$\left. + \frac{\delta^y 5}{\delta 2}\overline{K}_i(\beta - 2\overline{\nu}_e\frac{\mu_i}{\mu_e}\frac{V_{e0}}{U_{Sr}}\cos^3\varphi\right\},$$

для волн, параллельных току в пренебрежении малым вкладом от ионного дрейфа и с учетом $\overline{K}_i \sim U/T_e \gg 1$ (U – потенциал ионизации), $V_{e0}/U_{Sr} \sim (S_e)^{1/2} \gg 1$

$$\alpha_{r0}^{\infty r} \approx -\overline{K}_i(5 + 4\overline{\nu}_e)\delta^y S_e\eta_e V_{e0}\cos^3\varphi/2U_{Sr}^2\tau_r\beta^2\delta C_{P\infty},$$

т.е. для волн, распространяющихся вдоль электронного дрейфа ($\varphi = 0$) при $\overline{\nu}_e > -5/4$, этот коэффициент дает вклад в инкремент, а для волн, распространяющихся настречу электронному дрейфу ($\varphi = \pi$), – в декремент. Подобная анизотропия коэффициента усиления отмечалась при экспериментальном исследовании усиления звука в плазме инертных газов [11]. Кроме того, так как $\tau_r^{-1} \sim n_e K_r$, то $\alpha_{r0}^{\infty r} \sim n_e^2$. В то же время $\alpha_{r1}^{\infty H} \sim n_e$. Поэтому вклад релаксационной вязкости μ_{r0}^r растет с ростом силы тока, что подтверждается результатами [11].

Для волн, распространяющихся поперек тока ($\varphi = \pi/2$),

$$\alpha_{r0}^{\infty r} = \overline{K}_i S_e\eta_e(6 - 5\delta^y/\delta)/4\beta U_{Sr}C_{P\infty}\tau_r$$

при $\beta > 0$ дает вклад в поглощение звука.

Вклад в α диссипации, $\alpha_{2r}^{0T} \sim \tau_T\omega^2 S_e\eta_e/2U_{Sr}C_{P\infty}\beta$, связанной с конечным временем релаксации T_e, практически во всем диапазоне параметров плазмы существенно меньше $\alpha_{r1}^{\infty H}$.

3. $\omega\tau_H \gg 1$, $\omega\tau_T \ll (\delta^y C_{P0}/2S_e\delta C_{P\infty})^{1/2}$, $\omega\tau_r \ll C_{P0}/C_{Pr}$.

Здесь $U_S = U_{S0}$, $\alpha = \alpha_{T0}^{0T} + \alpha_{r0}^{0r} + \alpha_{0H}^{\infty H} = \mu_{T0}^T\omega^2/U_{S0}^3 + \mu_{r0}^r\omega^2/U_{S0}^3 + C_{VH}^2\mu_{0H}^H/C_{V0}^2U_{S0}^3\tau_H^2$.

Коэффициент $\alpha_{0H}^{\infty H}$ близок к $\alpha_{r1}^{\infty H}$, но последний следует модифицировать с учетом быстрой релаксации степени ионизации. Область устойчивости волн, распространяющихся параллельно направлению дрейфа ($\varphi = 0, \pi$), не меняется по сравнению с п. 2, но увеличивается при распространении под другими углами и $\alpha_{0H}^{\infty H}$ имеет вид

$$\alpha_{0H}^{\infty H} = -\frac{[\beta - 2(1 + \overline{\nu}_e) + 2\overline{K}_i(\cos^2\varphi - 1)]}{2(\beta + 2\overline{K}_i\cos^2\varphi)C_{P\infty}U_{S0}\tau_H}.$$

В частности, волны, распространяющиеся поперек дрейфа зарядов, могут быть неустойчивы лишь при $\beta > 2(\overline{K}_i + \overline{\nu}_e + 1)$.

Как и прежде, коэффициент диссипации, связанный с релаксацией T_e, $\alpha_{T0}^{0T} \ll \alpha_{0H}^{\infty H}$.

Поведение μ_{r0}^r рассмотрено в п.2. Отличие состоит в том, что здесь с ним связана низкочастотная диссипация звука

$$\alpha_{r0}^{0r} = \frac{\alpha_{r0}^{\infty r}U_{Sr}(\beta - 2\overline{\nu}_e\dfrac{\mu_i V_{e0}}{\mu_e U_{Sr}}\cos^3\varphi)^2\,\omega^2\tau_r}{U_{S0}(\beta + 2\overline{K}_i\cos^2\varphi)^2} \tag{17}$$

В [11] коэффициенты усиления звука, движущегося вдоль направления дрейфа электронов ($\varphi = 0$) и против дрейфа ($\varphi = \pi$), отличаются друг от друга, а в [12, 13] в разряде при тех же параметрах это отличие не наблюдалось. В [11] $\omega = 4{,}5 \cdot 10^4$ Гц, в [12, 13] $\omega = 1{,}4 \cdot 10^4$ Гц, $\tau_r \sim 10^{-4}$ с. В результате в условиях [11] $\omega\tau_r \geq C_{P0}/C_{Pr}$, а в условиях [12, 13] $\omega\tau_r < C_{P0}/C_{Pr}$. Закон дисперсии $\alpha_{r0}^{r}(\omega)$ как релаксационный коэффициент диссипации [3, с. 403] имеет асимптотики $\alpha_{r0}^{0r} \sim \omega^2$ при $\omega\tau_r \ll C_{P0}/C_{Pr}$ и $\alpha_{r0}^{\infty r} \sim \mathrm{const}\,(\omega)$ при $\omega\tau_r \gg C_{P0}/C_{Pr}$, причем $\alpha_{r0}^{\infty r} > \alpha_{r0}^{0r}$. Оценки показывают, что вклад α_{r0}^{r} (а следовательно, и kV_{e0}) в общий инкремент в условиях [12, 13] примерно в 5 раз меньше, чем в [11]. Поэтому анизотропия коэффициента усиления существеннее при больших частотах звука, используемых в [11].

Авторы [15] объясняют наблюдаемую в [11] зависимость ионным дрейфом. Но согласно проведенному выше рассмотрению вклад от ионного дрейфа при $\bar{\nu}_{z}\mu_i\tau_r/\mu_e\tau_H \ll \bar{K}_i S_e\eta_e$ мал по сравнению с электронным. Это условие практически всегда выполняется в тлеющем разряде атомарных газов и в условиях [11] в частности.

Отметим в заключение, что с учетом наличия в реальной среде сдвиговой вязкости и атомарной теплопроводности с коэффициентами η и χ_a соответственно усиление звука в среде с отрицательной вязкостью возможно при $|\xi(\omega)| > 4\eta/3 + \chi_a/C_{V\infty}C_{P\infty}$.

Таким образом, используя формализм релаксационной вязкости, в настоящей работе в наиболее полном виде проведен анализ акустической устойчивости частично ионизованного газа. Показано, что учет неупругих электрон-нейтральных столкновений приводит к существенному расширению области акустической неустойчивости токовой плазмы по сравнению с известной ранее. Предлагаемый здесь механизм является пока единственным способным качественно объяснить наблюдаемое экспериментально усиление звука в условиях, где плазма считалась ранее акустически устойчивой. Кроме того, учет релаксации степени ионизации приводит к анизотропии коэффициента усиления. Это позволяет объяснить зависимость коэффициента усиления от направления звука по отношению к току в одних экспериментах и независимость в других. Подробно этот вопрос рассмотрен в [16].

В линейном приближении формализм релаксационной вязкости обеспечивает удобную классификацию режимов поведения звука в неравновесной среде. Его преимущества ярко демонстрируются в нелинейной области, где он позволяет свести анализ поведения звука к нескольким модельным уравнениям. Для случая с одним релаксационным процессом эти уравнения представлены в [17]. В ближайшее время предполагается представить к рассмотрению исследование нелинейной эволюции акустических волн в такой многопараметрической среде, как слабоионизированный газ в постоянном электрическом поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* О механизме усиления звука в слабоионизованном газе // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 8. С. 422–427.
2. *Мандельштам Л.И., Леонтович М.А.* К теории поглощения звука в жидкостях // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. № 3. С. 438–449.
3. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
4. *Молевич Н.Е., Ораевский А.Н.* Вторая вязкость в термодинамически неравновесной среде с несколькими характерными временами процессов: Препринт № 106. М.: ФИАН, СССР. 1990.
5. *Коган Е.Я., Молевич Н.Е.* Коллапс акустических волн в неравновесном молекулярном газе // ЖТФ.1986. Т. 86. № 5. С. 941–943.
6. *Молевич Н.Е., Ораевский А.Н.* Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 128–132.
7. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1986. С. 434.
8. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
9. *Цендин Л.Д.* Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле // ЖТФ. 1965. Т. 35. № 11. С. 1972–1977.
10. *Ingard U.* Acoustic wave generation and amplification in plasma // Phys. Rev. 1966. V. 145. N 1. P. 41–46.
11. *Hasegawa M.* Amplification of sound waves in partially ionized gases // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 37. N 1. P. 193–199.
12. *Галечян Г.А., Мкртчян А.Р.* Акустические волны в плазме: Препринт № 5. Ереван: ИППФ, 1990.
13. *Галечян Г.А., Диванян Э.Г., Мкртчян А.Р.* Усиление звука в плазме // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 20–22.

14. *Войтик М.Р., Молчанов А.Г., Попов Ю.М.* Кинетика генерации эксимерного излучения инертных газов в несамостоятельном электрическом разряде // Квантовая электрон., 1977. Т. 4. № 8. С. 1722–1731.
15. *Александров Н.Л., Напартович А.Р., Паль А.Ф., Серов А.О., Старости А.Н.* Усиление звуковых волн в плазме газового разряда // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 7. С. 862–870.
16. *Галечян Г.А., Завершинский И.П., Коган Е.Я., Мкртчян А.Р., Молевич Н.Е.* О механизме формирования анизотропии коэффициентов усиления звука в газоразрядной плазме: Препринт № 1. Ереван: ИППФ, 1991.
17. *Молевич Н.Е.* Нелинейные уравнения в теории сред с отрицательной второй вязкостью // Сиб. физ.-тех. журн. 1991. № 1. С. 133–136.

Самарский педагогический
институт

Поступила в редакцию
08.08.91

I.P. Zavershinski, E.Ya. Kogan, N.E. Molevich

ACOUSTIC WAVES IN PARTIALLY IONIZED GAS

A detailed analysis of acoustic stability of a partially ionized gas in a constant electric field is conducted on the basis of the relaxation viscosity formalism. An appearance of the negative relaxation viscosity is the general criterion of acoustic instability in a plasma with current. It is shown that the consideration of nonelastic electron-neutral collisions leads to the essential widening of the instability range. The gain dependence and independence on the sound direction in different series of experiments is explained.