01;04;08

Дисперсия акустических волн в плазме самостоятельного газового разряда

© Н.А. Герасимов, А.В. Каныгин, В.С. Сухомлинов

Физический факультет Санкт-Петербургского государственного университета,
198903 Санкт-Петербург, Петергоф, Россия
e-mail: prima-ivs@mail.ru

(Поступило в Редакцию 27 января 2011 г.)

Исследованы дисперсионные эффекты прохождения акустических волн через плазму слабоионизованного газа. Основные теоретические результаты основаны на полученном ранее уравнении распространения звука в среде с так называемым рэлеевским механизмом энерговыделения. В отличие от предыдущих исследований в данной работе решается задача о распространении не начального возмущения, а возмущения от источника. В частности, подробно исследованы случаи источника N-образной ударной волны и волны в виде симметричной ступеньки. Показано, что в зависимости от ориентации направления распространения волны — вдоль или поперек электрического поля в плазме — она вырождается либо в пакет волн, частота которых ниже определенной частоты, характеризующей нагрев, либо в пакет волн с частотой выше нее. Кроме того, получен количественнй критерий, позволяющий оценить, при каких параметрах плазмы в ней можно будет наблюдать явление дисперсии акустических волн.

Введение

Процессы распространения акустических волн в плазме самостоятельного газового разряда представляют значительный интерес для исследователей. Это связано в том числе с различными прикладными применениями рассматриваемого явления. Так, известны попытки применения плазмы для ослабления акустического шума в аэрокосмических приложениях [1–3].

Как известно, явление дисперсии волн приводит к зависимости фазовой скорости волны от частоты и различию фазовой и групповой скоростей. Это, в свою очередь, обусловливает изменение формы немонохроматического волнового пакета при его распространении в диспергирующей среде.

Диспергирующие свойства слабоионизованной плазмы относительно акустических волн теоретически изучались, в частности, в работах [4–8]. Однако эти исследования относились в основном к плазме атомарных газов при давлениях в единицы Torr. В работе [9] так же исследовалось взаимодействие звуковых волн с плазмой газового разряда, в том числе и в молекулярных газах. Однако экспериментальное исследование в этой работе было проведено при сравнительно малых энерговкладах, при которых дисперсионные эффекты относительно малы. Как показано в работе [10], полученные авторами [9] результаты верны с точностью до членов, линейных по безразмерному параметру энерговклада b [10]. Дисперсионные же эффекты, как будет видно ниже, имеют квадратичный порядок малости по этому параметру. Этим объясняется то, что в цитируемой работе не обнаружено дисперсии звука в плазме.

Из сказанного выше следует, что явление дисперсии акустических волн в слабоионизованной плазме в настоящее время изучено недостаточно, особенно в случае молекулярных газов при значительных энерговкладах в плазму. В связи с этим мы будем рассматривать плазму самостоятельного разряда в воздухе при давлениях в десятки и более Torr и плотностях тока в дестки mA/cm^2 [11,12].

1. Теоретический анализ

Рассмотрим задачу с граничными условиями для монохроматической волны с круговой частотой ω_0. Согласно результатам [10], решение уравнения распространения в плазме слоя волны, бегущей, например, в положительном направлении оси x, в этом случае имеет вид

$$U_0(x,t) = \exp\{i(\mathrm{Re}\,\omega_0 t - k_0 x)\}\exp(\mathrm{Im}\,\omega_0 t), \qquad (1)$$

где $k_0 = \omega_0/a_0$ — волновое число, a_0 — скорость распространения акустической волны с частотой ω_0 в нейтральном газе, нагретом до температуры плазмы,

$$\mathrm{Im}\,\omega_0 = \omega_0\beta_z(b); \quad \mathrm{Re}\,\omega_0 = \omega_0\mu_z(b), \qquad (2)$$

$b = \omega_q/\omega_0$ — безразмерный параметр энерговклада, $\omega_q = 2\pi\nu_q$ — круговая частота нагрева [10]. Формулы для функций $\beta_z(b)$, $\mu_z(b)$ получены в работе [10].

Согласно определению [13], фазовая скорость распространения акустической волны есть

$$v_{\mathrm{fz}} = \frac{\mathrm{Re}\,\omega_0}{k_0} = a_0\mu_z(b) = \sqrt{2}\,\frac{n(b)a_0}{\sqrt{1+n(b)}}, \qquad (3)$$

а групповая —

$$v_{\mathrm{gz}} = \frac{d\mathrm{Re}\,\omega_0}{dk_0} = v_{\mathrm{fz}}\frac{n^2(b)}{n^2(b) + \left[n(b)-1\right)\left(1+\frac{n(b)}{2}\right)\right]}, \qquad (4)$$

$$n(b) = \sqrt{1 + 4b^2}. \tag{5}$$

Формулы (3)–(5) и определяют фазовую и групповую скорости в зависимости от параметра энерговклада. Следствия из данных соотношений и результаты расчетов для конкретных условий в плазме мы обсудим ниже.

Рассмотрим теперь задачу распространения немонохроматического пакета волн от источника. Будем рассматривать только волны, распространяющиеся вдоль положительного направления оси x. Предположим, что при $x = 0$ имеется источник звуковых волн $u(x, t)|_{x=0} = \varphi(t)$, разложение которого на монохроматические волны имеет вид

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \tag{6}$$

Решение задачи о распространении этого возмущения при $x \geq 0$ дается формулой

$$\varphi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp\{i[\omega t - \operatorname{Re} k(\omega) x]\} \times \exp[\operatorname{Im} k(\omega) x] d\omega, \tag{7}$$

где

$$\operatorname{Re} k(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{a_0} \frac{[1 + n(b)]^{\frac{1}{2}}}{n(b)};$$

$$\operatorname{Im} k(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{a_0} \frac{[n(b) - 1]^{\frac{1}{2}}}{n(b)}. \tag{8}$$

Введем безразмерные время, координату и частоту соответственно: $\tau = \omega_q t$, $z = k_q x$, $y = \omega/\omega_q$, где $k_q = \omega_q/a_0$. Тогда формула (7) перепишется в виде

$$\varphi(z, \tau) = \omega_q \int_{-\infty}^{\infty} F(y\omega_z) \exp\Big\{izS\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big)\Big\} dy, \tag{9}$$

где

$$S\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big) = \operatorname{Re} S\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big) + i \operatorname{Im} S\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big)$$

— комплекснозначная функция, и

$$\operatorname{Re} S\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big) = \frac{\tau}{z} y - y \frac{[1 + n(b)]^{\frac{1}{2}}}{n(b)};$$

$$\operatorname{Im} S\Big(y, \frac{z}{\tau}\Big) = y \frac{[n(b) - 1]^{\frac{1}{2}}}{n(b)}, \tag{10}$$

$$n(b) = n\big(b(y)\big) = n(y) = \sqrt{1 + \frac{4}{y^2}}.$$

Рассмотрим поведение функции $\varphi(z, \tau)$ при $z \to \infty$ и конечных величинах $\nu = z/\tau$. Для нахождения явного вида $\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty}$ применим метод перевала [14], поскольку можно показать, что интеграл, определенный формулами (9), (10), удовлетворяет условиям применимости этого метода.

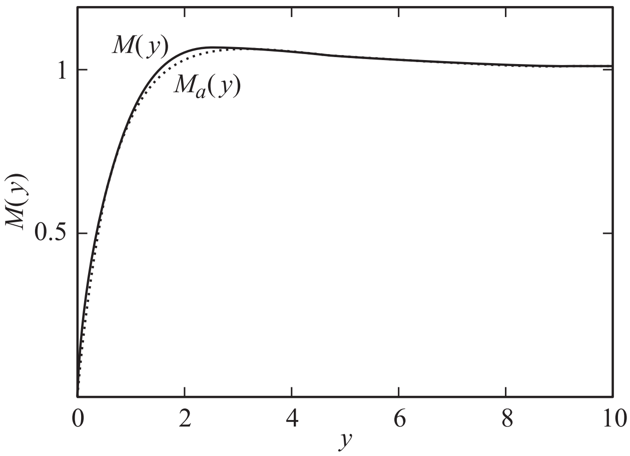

Рис. 1. Зависимости функции $M(y)$ и аппроксимирующей ее функции $M_a(y)$ от безразмерной частоты y.

Как известно, асимптотическое поведение интеграла типа (9) при $z \to \infty$ определяется стационарными точками, которые находятся из решения уравнения

$$\frac{\partial}{\partial y} \operatorname{Re} S(y, \nu) = 0, \tag{11}$$

при этом необходимо найти только действительные корни, поскольку интегрирование проводится по вещественной оси. Вычисления дают

$$\frac{\partial}{\partial y} \operatorname{Re} S(y, \nu) = \frac{1}{\nu} - M(y), \tag{12}$$

где

$$M(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{n(y) + 1}}{n(y)} \Big\{1 + \frac{2[n(y) + 2]}{y^2 n^2(y)[n(y) + 1]}\Big\}. \tag{13}$$

Зависимость $M(y)$ приведена на рис. 1. Видно, что эта функция имеет максимум $M_m(y_m) = 1.069$ при $y_m \approx 2.7$. Таким образом, при $0 < M(y) < 1$ уравнение (11) имеет единственный действительный корень y_1; при $1 < M(y) < 1.069$ — два действительных корня y_1, y_2, а при $M(y) > 1.069$ не имеет действительных корней. Нетрудно показать, что при $\nu \to 1$ выполняется условие $y_2 \to \infty$, а при $\nu \to \infty$ справедливо $y_1 \to 0$. Физический смысл параметра $\nu = z/\tau$ и стационарных точек $y_1(\nu), y_2(\nu)$ можно интерпретировать следующим образом: ν — это скорость распространения локальных пространственных частот y_1 и y_2. При больших значениях координаты z основной вклад в интеграл (9) будут давать именно точки $y = y_1$ и $y = y_2$. В остальных точках будет, очевидно, происходить быстрая осцилляция, и их вклад будет экспоненциально мал.

Таким образом, можно заключить, что асимптотически любое возмущение по мере распространения в плазме превращается в две группы волн — низкочастотную, соответствующую стационарной точке y_1, которая при фиксированном времени сосредоточена в области $\tau/1.069 < z < \infty$, и высокочастотную соответствующую стационарной точке y_2 и сосредоточенную в узкой области $\tau/1.069 < z < 1$.

К сожалению, для функции $M(y)$, определенной формулой (13), не удается найти аналитические выражения для корней $y_1(\nu), y_2(\nu)$. Для расчетов мы аппроксимировали $M(y)$ функцией $M_a(y)$:

$$M_a(y) = 1.1[1 - \exp(-1.48y^{0.9})] \quad \text{при } 0 < y < 2.5,$$

$$M_a(y) = 1.069 + 0.009|y - 2.5|^{1.3} \quad \text{при } 2.5 < y < 5,$$

$$M_a(y) = \frac{(1 + \sqrt{1 + 15/y^2})^{0.5}}{\sqrt{2}\sqrt{1 + 1/y^2}} \quad \text{при } 5 < y < \infty. \tag{14}$$

Из данных рис. 1 видно, что функция $M_a(y)$ с достаточной степенью точности описывает зависимость $M(y)$. Выражения для $y_1(\nu), y_2(\nu)$ в виду их громоздкости мы не приводим.

Теперь можно выписать окончательные формулы для $\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty}$. При этом поскольку любая непрерывная функция представима в виде суммы четной и нечетной функций [15]

$$\varphi(0, \tau) = \varphi_s(0, \tau) + \varphi_a(0, \tau),$$

$$\varphi_s(0, \tau) = \frac{1}{2}[\varphi(0, \tau) + \varphi(0, -\tau)],$$

$$\varphi_a(0, \tau) = \frac{1}{2}[\varphi(0, \tau) - \varphi(0, -\tau)], \tag{15}$$

то достаточно выписать формулы для частных случаев четной и нечетной функций $\varphi(0, \tau)$. Используя результаты метода перевала в случае комплекснозначной функции $S(y, \nu)$ [14], получаем:

1. Если $\varphi(0, \tau)$ нечетная функция, то

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = -\omega_q\sqrt{\frac{8\pi}{z}}\left\{\frac{\operatorname{Im}F(y_1)}{\sqrt{|S^n(y_1)|}}\right.$$
$$\times \sin\left[z\operatorname{Re}S(y_1, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_1, \nu)]$$
$$\left. + \frac{\operatorname{Im}F(y_2)}{\sqrt{|S^n(y_2)|}}\sin\left[z\operatorname{Re}S(y_2, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_2, \nu)]\right\}, \tag{16}$$

если $\frac{1}{1.069} < \nu < 1$,

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = -\omega_q\sqrt{\frac{8\pi}{z}}\left\{\frac{\operatorname{Im}F(y_1)}{\sqrt{|S^n(y_1)|}}\right.$$
$$\left.\times \sin\left[z\operatorname{Re}S(y_1, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_1, \nu)]\right\}, \tag{17}$$

если $\nu > 1$,

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = 0\left(\frac{1}{z^k}\right) \text{ при любом } k, \text{ если } \nu < \frac{1}{1.069}. \tag{18}$$

Здесь

$$\operatorname{Im}F(y) = \int_{-\infty}^{\infty}\varphi(0, \tau)\sin(\tau y)d\tau.$$

2. Если $\varphi(0, \tau)$ четная функция, то

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = \omega_q\sqrt{\frac{8\pi}{z}}\left\{\frac{\operatorname{Re}F(y_1)}{\sqrt{|S^n(y_1)|}}\right.$$
$$\times \cos\left[z\operatorname{Re}S(y_1, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_1, \nu)]$$
$$\left. + \frac{\operatorname{Re}F(y_2)}{\sqrt{|S^n(y_2)|}}\cos\left[z\operatorname{Re}S(y_2, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_2, \nu)]\right\}, \tag{19}$$

если $\frac{1}{1.069} < \nu < 1$,

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = \omega_q\sqrt{\frac{8\pi}{z}}\left\{\frac{\operatorname{Re}F(y_1)}{\sqrt{|S^n(y_1)|}}\right.$$
$$\left.\times \cos\left[z\operatorname{Re}S(y_1, \nu) + \frac{\pi}{4}\right]\exp[-z\operatorname{Im}S(y_1, \nu)]\right\}, \tag{20}$$

если $\nu > 1$,

$$\varphi(z, \tau)|_{z\to\infty} = 0\left(\frac{1}{z^k}\right) \text{ при любом } k, \text{ если } \nu < \frac{1}{1.069}. \tag{21}$$

Здесь

$$\operatorname{Re}F(y) = \int_{-\infty}^{\infty}\varphi(0, \tau)\cos(\tau y)d\tau.$$

В заключение данной части работы приведем формулы для $\operatorname{Im}F(y)$ и $\operatorname{Re}F(y)$ в случае двух частных видов $\varphi(0, \tau)$:

1. $\varphi(0, \tau) = \varphi_a(0, \tau)$;

$$\varphi_a(0, \tau) = 0, \text{ если } \tau < -\frac{\tau_0}{2}, \ \tau > \frac{\tau_0}{2};$$

$$\varphi_a(0, \tau) = \tau, \text{ если } -\frac{\tau_0}{2} < \tau < \frac{\tau_0}{2};$$

$$\operatorname{Im}F(y) = \frac{1}{y^2}\left[2\sin\left(\frac{\tau_0 y}{2}\right) - \tau_0 y\cos\left(\frac{\tau_0 y}{2}\right)\right]. \tag{22а}$$

2. $\varphi(0, \tau) = \varphi_s(0, \tau)$;

$$\varphi_s(0, \tau) = 0, \text{ если } \tau < -\frac{\tau_0}{2}, \ \tau > \frac{\tau_0}{2};$$

$$\varphi_s(0, \tau) = 1, \text{ если } -\frac{\tau_0}{2} < \tau < \frac{\tau_0}{2};$$

$$\operatorname{Re}F(y) = \frac{1}{y}\sin\left(\frac{\tau_0 y}{2}\right). \tag{22б}$$

2. Результаты и их обсуждение

Обсудим сначала зависимости групповой и фазовой скоростей звука от частоты волны и условий в плазме. На рис. 2 приведены результаты расчета этих величин (в единицах скорости звука a_0) в зависимости от безразмерного параметра энерговклада b. Видно, что, во-первых, фазовая скорость выше групповой. Кроме того, фазовая скорость $\nu_{\text{fz}} > a_0$, а групповая — $\nu_{\text{ez}} < a_0$ при параметре энерговклада $b < 0.6$. Отметим особо, что величина $\nu_{\text{gz}}(b)$ при этих значениях b является немонотонной функцией, что, как мы увидим, приводит к интересным эффектам при распространении немонохроматического волнового пакета.

Возрастание роли дисперсионных эффектов при уменьшении частоты монохроматической звуковой волны иллюстрируют данные рис. 3. На нем представлены результаты расчета отношения фазовой и групповой скоростей в зависимости от частоты при плотности тока $h = 50\,\text{mA/cm}^2$ и давлении $P = 50\,\text{Torr}$. Видно, что при $\omega_0 \approx 10^3$ 1/s различие этих величин достигает 40%. Таким образом, можно заключить, что дисперсия звуковых волн в плазме рассматриваемого типа влияет в основном на низкочастотные волны с частотами $\omega_0 < (3-5) \cdot 10^3$ q/s. На рис. 4 приведены зависимости величин $\nu_{\text{fz}}, \nu_{\text{gz}}$ от плотности тока в плазме при давлении $P = 10\,\text{Torr}$ и частоте звука $\nu_0 = 30\,\text{Hz}$. Как следует из этих данных, при увеличении плотности тока обе скорости растут, а разность между ними увеличивается. Первое обстоятельство объясняется ростом температуры газа в плазме, а второе — ростом безразмерного параметра энерговклада при увеличении плотности тока. Зависимости величин $\nu_{\text{fz}}, \nu_{\text{gz}}$ от давления в плазме, как можно показать, подчиняются тем же закономерностям.

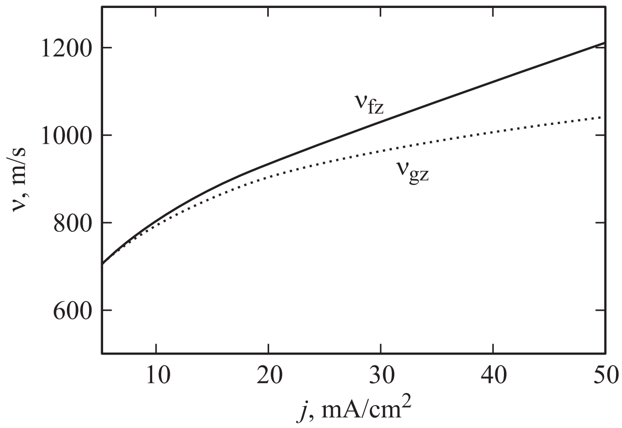

Рис. 4. Зависимости фазовой $\nu_{\text{fz}}(j)$ и групповой $\nu_{\text{gz}}(j)$ скоростей в плазме безстеночного разряда в воздухе от плотности токоа j при давлении $P = 10\,\text{Torr}$ и частоте звука $\nu = 300\,\text{Hz}$.

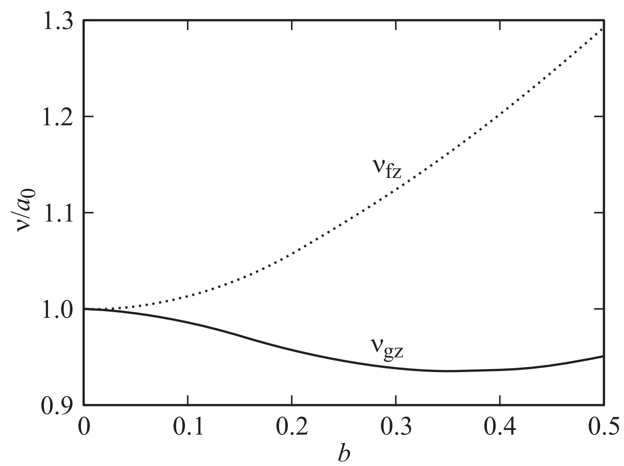

Рис. 2. Фазовая скорость ν_{fz} (a) и групповая ν_{gz} (b) звуковых волн в плазме, выраженных в единицах фазовой скорости в нейтральном газе при температуре плазмы в зависимости от безразмерного параметра энерговклада b.

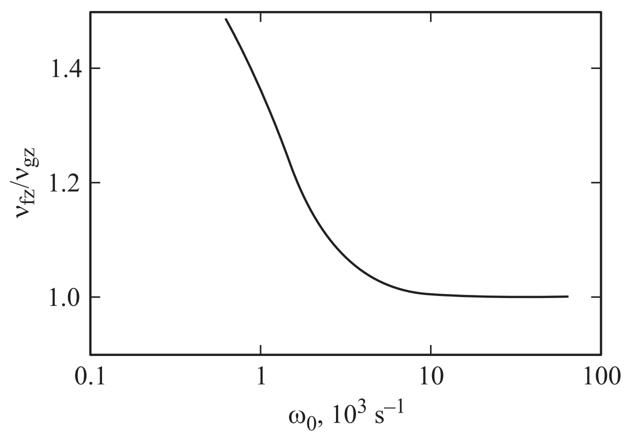

Рис. 3. Результаты расчета отношения фазовой и групповой скоростей в зависимости от частоты при плотности $j = 50\,\text{mA/cm}^2$ и давлении $P = 50\,\text{Torr}$.

Таким образом, результаты расчетов, приведенные на рис. 2–4, свидетельствуют о наличии значительной дисперсии звуковых волн в безстеночном разряде в воздухе при плотностях тока в десятки mA/cm^2 и давлениях в десятки Torr.

Рассмотрим теперь результаты расчета асимптотической формы немонохроматических волн для конкретных видов функции $\varphi(0, \tau)$. Расчеты проведем для $\varphi_a(0, \tau)$ и $\varphi_s(0, \tau)$, определенных формулами (22а) и (22б) соответственно. Отметим, что возмущение типа N-волны, описываемое зависимость (22а), характерно для ударных волн, которые получаются при их генерации в ударных трубах [13]. Как мы увидим далее, случаи, когда волна растраняется вдоль и поперек направления электрического поля в плазме, существенно различаются.

На рис. 5 и 6 представлены данные для асимптотического поведения функций $\varphi_s(z, \tau), \varphi_s(z, \tau)$ соответственно при различных временах τ и значении параметра $\tau_0 = 0.4$. При этом рассмотрен случай, когда волна распространяется поперек электрического поля в плазме и, следовательно, ослабляется. Сделаем одно важное замечание. Как следует из результатов работы [10], при

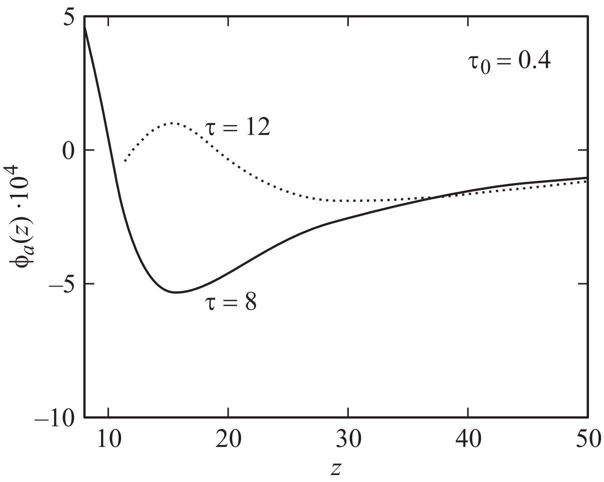

Рис. 5. Асимптотическое поведение волнового пакета длительности τ_0, начальная форма которого определена формулами (22а).

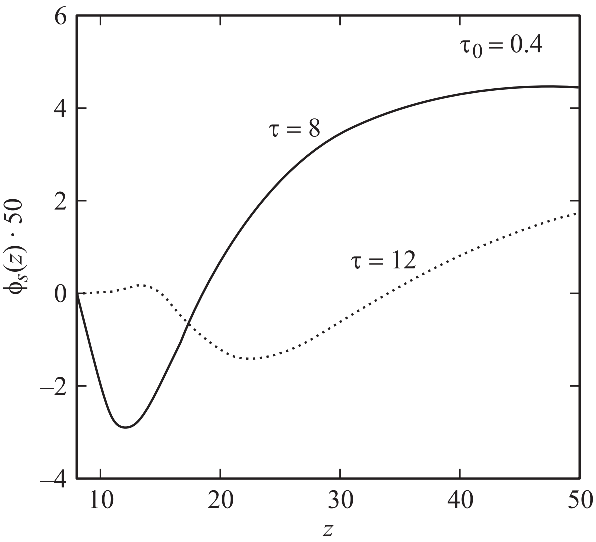

Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для случая, когда первоначальная форма волнового пакета — типа прямоугольника длительности τ_0.

увеличении частоты ослабление (усиление) звуковой волны в плазме на длине волны падает. Напротив, ослабление (усиление) звука на единице длины плазмы с увеличением частоты растет. Это обусловлено тем, что при возрастании частоты линейно возрастает количество длин волн, укладывающихся на единице длины, в то время как коэффициент поглощения усиления звука на длине волны убывает с ростом частот медленнее, чем по линейному закону (см. [10]). Как видно из результатов, приведенных на рис. 5, волновой пакет сосредоточен в области $1/1.069\tau < z < \infty$, то есть соответствует низкочастотной составляющей волнового пакета (стационарной точке y_1). Это подтверждается и низкой пространственной дисперсией волн, вид которых приведен на рис. 5. При этом в соответствии с вышесказанным при увеличении z характерная пространственная частота падает и стремится к нулю при $z \to \infty$. Асимптотически при $z \to \infty$ выполняется $\varphi_a(z, \tau) \to 0$, поскольку в спектре $\varphi_a(0, \tau)$ отсутствует гармоника с нулевой частотой ввиду выполнения равенства

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_a(0, \tau) d\tau = 0.$$

Вклад от стационарной точки $y = y_2$ (высокочастотная составляющая) в результирующую форму волнового пакета оказывается пренебрежимо мал, поскольку, как указывалось выше, на единице длины плазмы с увеличением частоты гармоники поглощение растет. Аналогично интерпретируются данные, приведенные на рис. 6, где рассчитан асимптотический вид волнового пакета, первоначально описываемый формулой (22б). Существенное отличие этих результатов от данных на рис. 5 заключается в том, что функция $\varphi_s(0, \tau)$ имеет гармонику с нулевой пространственной частотой, что приводит к $\varphi_s(z, \tau)|_{z\to\infty} \neq 0$. Видно, что по мере распространения волновой пакет меняет как свою характерную форму, так и амплитуду.

На рис. 7 и 8 приведены результаты расчета асимптотической формы функций $\varphi_a(z, \tau)$, $\varphi_s(z, \tau)$ соответственно для тех же условий, что и на рис. 5, 6, но в случае, когда волна распространяется вдоль электрического поля, т. е. она усиливается. Как мы видим, в этом случае форма волны кардинально отличается от приведенной на рис. 5, 6. Пространственно волновой пакет сосредоточен в области $1/1.069\tau < z < \tau$ и соответствует стационарной точке $y = y_2$. При этом, если $z \to 1/1.069\tau$, то пространственная частота падает, а при $z \to 1/1.069$ — неограниченно возрастает. Физическая причина этого заключается в том, что, как указывалось, с увеличением

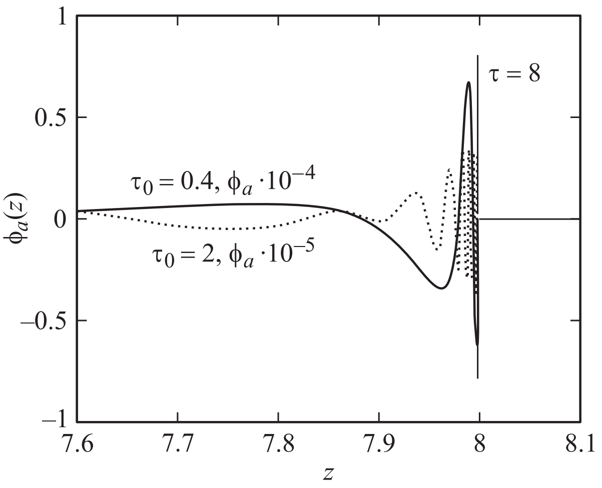

Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но для случая, когда волновой пакет распространяется вдоль электрического поля.

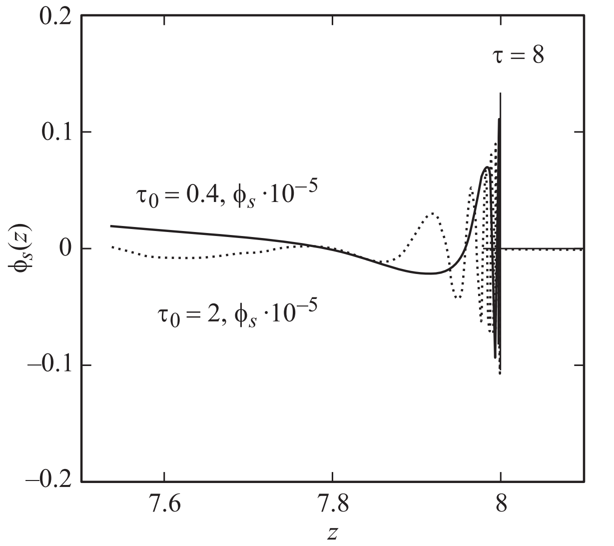

Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для случая, когда волновой пакет распространяется вдоль электрического поля.

частоты усиление звука на единицу длины плазмы растет, поэтому амплитуда составляющей волновой пакета, соответствующей стационарной точке $y = y_2$, становится много больше амплитуды составляющей, соответствующей стационарной точке $y = y_1$. Некоторые различия в форме кривых, приведенных на рис. 7 и 8, обусловлены, очевидно, различием спектра первоначальных волновых пакетов $\varphi_a(0, \tau)$ и $\varphi_s(0, \tau)$.

Мы привели анализ полученных результатов и конкретные расчеты в безразмерных переменных. Основной размерный параметр при этом ω_q — круговая частота нагрева [10], которая в наших условиях составляет величину от сотен до тысяч обратных секунд в зависимости от параметров плазмы.

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в этой части работы:

– получены аналитические формулы для фазовой и груповой скоростей распространения акустических волн в плазме для задачи с граничными условиями;

– обнаружена немонотонная зависимость групповой скорости распространения акустических волн от частоты для задачи с граничным условием, что приводит к специфическим дисперсионным эффектам при распространении немонохроматического акустического волнового пакета в зависимости от взаимной ориентации вектора электрического поля в плазме и направления распространения волны;

– исследована асимптотическая форма немонохроматического волнового пакета при его распространении в плазме. Показано, что если звуковая волна распространяется вдоль электрического поля, то в спектре пространственных частот преобладают частоты, большие частоты нагрева, если же волна распространяется поперек электрического поля, то в спектре частот преобладают частоты, меньшие частоты нагрева.

Список литературы

[1] *Soukhomlinov V., Sheverev V., Raman G., Stepaniuk V.* 1st AIAA Flow Control Conference, 24–26 June, 2002. St. Louis, MO.
[2] *Stepaniuk V, Sheverev V., Otugen V., Tarau V., Raman G., Soukhomlinov V.* AIAA L. 2004. Vol. 42. P. 545.
[3] *Soukhomlinov V., DiZinno N., Sheverev V., Otugen V., Vradis G.* 43rd Aerospace Science Meeting and Exhibit 10−13 January. 2005. Reno, Nevada.
[4] *Ingard U.* // Phys. Rev. 1966. Vol. 145. N 1. P. 41–46.
[5] *Sculz M.* // Phys. Fluids. 1969. Vol. 12. N 6. P. 1237–1245.
[6] *Ingard U., Sculz M.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 158. N 1. P. 106–111.
[7] *Ishida Y., Idehara T.* // Phys. Soc. Japan, 1973. Vol. 35. N 6. P. 1747–1752.
[8] *Kuranov A., Kuchinsky V., Soukhomlinov V., Sepman V., Tolmachev Yu.* AIAA-99-3536, 30th Plasmodynamics and Lasers Conference. Norfolk, VA, 1999.
[9] *Александров Н.Л., Напартович Н.П., Паль А.Ф., Серов А.О., Старостин А.Н.* // Физика плазмы, 1990. Т. 16. Вып. 7. С. 862–870.
[10] *Soukhomlinov V., Gerasimov N., Sheverev V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 2507–2512.
[11] *Герасимов Н.А., Каныгин А.Н., Сухомлинов В.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 1. С. 000.
[12] *Soukhomlinov V., Sheverev V., Ötügen V.* // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94. N 2. P. 844–851.
[13] *Whithem G.* Linear and nonlinear waves. 1974. NY, London; John Willey and S., 1974. 622 p.
[14] *Федорюк М.В.* Метод перевала. М.: Наука, 1977.
[15] *Korn G., Korn I.* Mathematical Handbook for scientists and engineers. NY: Me.Grow-Hill Book Comp., 1968. 831 p.