

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН И НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ–ТЕЙЛОРА В ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ СДВИГОВОЕ ТЕЧЕНИЕ

Н.А. Азаренков, В.В. Михайленко, В.С. Михайленко

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 10 мая 2002 г.

Изучается временная эволюция дрейфовых волн и неустойчивости Рэлея–Тейлора в плазме при наличии сдвигового течения, занимающего полупространство $x \geq 0$. Показано, что гармоническое возмущение, приложенное на границе сдвигового течения ($x = 0$), приводит к сильному изменению несобственных дрейфовых волн и несобственных возмущений, связанных с неустойчивостью Рэлея–Тейлора. Амплитуда отдельной пространственной Фурье-гармоники убывает во времени в случае дрейфовых колебаний плазмы и в условиях неустойчивости Рэлея–Тейлора. Это убывание связано с тем, что сдвиговое течение непрерывно изменяет "частоту" и "волновой вектор" возмущений потенциала.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плазма, сдвиговые течения, дрейфовые волны, неустойчивость Рэлея–Тейлора.

В многочисленных экспериментах установлено, что перенос тепла и частиц из центральной части токамака контролируется сдвиговыми течениями, сосредоточенными на краю плазмы [1]. Развитие таких сдвиговых течений приводит к режиму улучшенного удержания плазмы (так называемая H – мода), для которого аномальный перенос оказывается гораздо более слабым, чем столкновительный неоклассический перенос.

Аномальный перенос плазмы обусловлен развитием мелкомасштабной турбулентности, возникающей в результате возбуждения в плазме различных неустойчивостей дрейфового типа. Возбуждающиеся в плазме без сдвигового течения дрейфовые колебания являются ее собственными колебаниями и анализ их устойчивости производится на основе дисперсионных уравнений, связывающих частоту (инкремент) колебаний с волновым вектором и параметрами плазмы. Однако при учете сдвиговых течений плазмы такие колебания перестают быть собственными и для их описания (по крайней мере для однородного сдвигового течения) нецелесообразно использование каких-либо спектральных преобразований по времени. Прямое решение начальной задачи для неограниченной плазмы с однородным сдвиговым течением показывает [2], что полученные в этом случае решения уже не обладают модальной структурой. Вследствие движения волнового пакета в сдвиговом течении плазмы частота и инкремент возмущений не остаются постоянными во времени и возмущения растут не по экспоненциальному закону. При превышении некоторого критического значения градиента скорости происходит подавление экспоненциального роста возмущений внутри сдвигового течения. Это, в конечном счете, приводит к подавлению аномального переноса частиц и тепла. Остается при этом открытым вопрос о роли в этих процессах возмущений плазмы, пришедших в сдвиговое течение плазмы из ее областей, где сдвиговое течение отсутствует и возможно развитие собственных модальных неустойчивостей. Настоящая работа посвящена анализу этого вопроса, а именно, рассмотрена временная эволюция дрейфовых волн (раздел 1) и неустойчивости Рэлея–Тейлора (раздел 2) в однородном сдвиговом течении, занимающего полупространство $x \geq 0$, под воздействием гармонического возмущения, расположенного на границе ($x = 0$) сдвигового течения.

ДРЕЙФОВЫЕ ВОЛНЫ

Наиболее простой моделью дрейфовой турбулентности, которая включает ее основные свойства, является модель Хасегавы–Мима, состоящая в использовании следующего уравнения для электростатического потенциала

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) (\rho_s^2 \Delta \phi - \phi) - v_{de} \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

где $\rho_s = v_s / \omega_{ci}$, $v_s = \sqrt{T_e / m_i}$ – ионно-звуковая скорость, ω_{ci} – ионная циклотронная частота, v_{de} – скорость диамагнитного дрейфа электронов, возникающего вследствие неоднородности плотности плазмы вдоль координаты x . При наличии однородного сдвигового течения, занимающего полупространство $x \geq 0$, скорость плазмы $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ равна

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = v'_0 x \mathbf{e}_y + \frac{c}{B} [\mathbf{b} \times \nabla \phi(\mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

с $v'_0 = \text{const}$. Уравнение (1) будем решать при начальном условии $\phi(\tau = 0, x, y) = \phi_0(x, y)$, и граничных условиях

$$\phi(\tau, x = 0, y) = \tilde{\phi}(\tau, y); \quad \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x=0} = \tilde{\phi}'(\tau, y).$$

Для решения начальной задачи для уравнения (1) оказывается целесообразным выполнить замену переменных [2]–[5]

$$\tau = t, \xi = x, \eta = y - v'_0 \tau x, \quad (3)$$

приводящую к исключению из уравнения (1) неоднородности, связанной со сдвиговым течением. Выполним в преобразованном к переменным τ, ξ, η уравнении (1) преобразование Фурье по переменной η и одностороннее ($\xi \geq 0$) преобразование Фурье по ξ , т.е. перейдем к переменной $\phi(\tau, k, l)$, где

$$\phi(\tau, k, l) = \int_0^\infty d\xi \int_{-\infty}^\infty d\eta e^{-ik\xi - il\eta} \phi(\tau, \xi, \eta).$$

В результате получим следующее уравнение для потенциала $\phi(\tau, k, l)$:

$$\left[1 + \rho_s^2 \left(l^2 + (k - v'_0 l \tau)^2 \right) \right] \frac{\partial \phi}{\partial \tau} - 2\rho_s^2 (k - v'_0 l \tau) v'_0 l \phi(\tau, k, l) + ilv_{de} \phi(\tau, k, l) = \Phi(\tau, l), \quad (4)$$

где слагаемое $\Phi(\tau, l)$ определено граничными условиями при $x = 0$ и равно

$$\Phi(\tau, l) = -\rho_s^2 \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \tilde{\phi}(\tau, x = 0, l) - i(k + 2v'_0 l \tau) \tilde{\phi}(\tau, x = 0, l) \right\}. \quad (5)$$

Решением уравнения (4) является

$$\begin{aligned} \phi(\tau, k, l) &= \phi_0(0, k, l) \\ &\times \frac{1 + \rho_s^2 (k^2 + l^2)}{1 + \rho_s^2 l^2 + \rho_s^2 (k - v'_0 l \tau)^2} \exp \left[-i \frac{lv_{de}}{v'_0 l \rho_s \sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \left(\arctg \frac{\rho_s (v'_0 l \tau - k)}{\sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} + \arctg \frac{k \rho_s}{\sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{1 + \rho_s^2 l^2 + \rho_s^2 (k - v'_0 l \tau)^2} \int_0^\tau d\tau_1 \Phi(\tau_1, l) \exp \left[-i \frac{lv_{de}}{v'_0 l \rho_s \sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \left(\arctg \frac{\rho_s (v'_0 l \tau - k)}{\sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} + \arctg \frac{k \rho_s}{\sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В условиях достаточно сильного градиента скорости, наблюдаемого на краю плазмы, где $v'_0 \gtrsim lv_{de}$, уже при достаточно малом времени τ решение (6) можно приближенно представить в виде

$$\begin{aligned} \phi(\tau, k, l) &\approx \phi_0(0, k, l) \frac{1 + \rho_s^2 (k^2 + l^2)}{1 + \rho_s^2 l^2 + \rho_s^2 (k - v'_0 l \tau)^2} \exp \left[-i \frac{lv_{de}}{v'_0 l \rho_s \sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \left(\arctg \frac{\rho_s (v'_0 l \tau - k)}{\sqrt{1 + l^2 \rho_s^2}} \right) \right] \\ &- \frac{\rho_s^2}{1 + \rho_s^2 l^2 + \rho_s^2 (k - v'_0 l \tau)^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \phi(\tau, x = 0, l) - i(k + 2v'_0 l \tau) \phi(\tau, x = 0, l) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Из (7) следует, что в плазме с сильным широм скорости начальные возмущения, возникшие в сдвиговом течении, затухают как t^{-2} , в то же время колебания плазмы, возбужденные вне сдвигового течения и определенные граничными условиями, распространяются в области $x > 0$ с затуханием как t^{-1} . Поэтому наблюдаемые в сдвиговом течении колебания могут иметь своим источником внутреннюю область плазмы. На рис.1 и 2 показана зависимость потенциала дрейфовых колебаний для случая течения плазмы со слабым градиентом скорости ($lv_{de}/v'_0 = 10; 1$), при наличии на границе плазмы гармонического возмущения вида $\tilde{\phi} = e^{i\omega_0 \tau - ik_y y}$ с $\omega_0 = 1$. Из приведенных рисунков следует, что наблюдаемые в сдвиговом течении затухающие колебания потенциала обусловлены в основном гармоническим возмущением, заданным на границе сдвигового течения и не связаны с релаксацией начального возмущения плазмы.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ–ТЕЙЛОРА

Неустойчивость Рэля – Тейлора возникает в неоднородной плазме, помещенной в искривленное магнитное поле. Эта неустойчивость описывается следующей системой уравнений для возмущения электростатического потенциала ϕ и возмущения давления электронов p_e

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v'_0 x \frac{\partial}{\partial y} \right) \Delta_\perp \phi = -\frac{v_A^2}{c^2} \frac{4\pi e}{\Gamma T_e} v_{Re} \frac{\partial p_e}{\partial y} \quad (8)$$

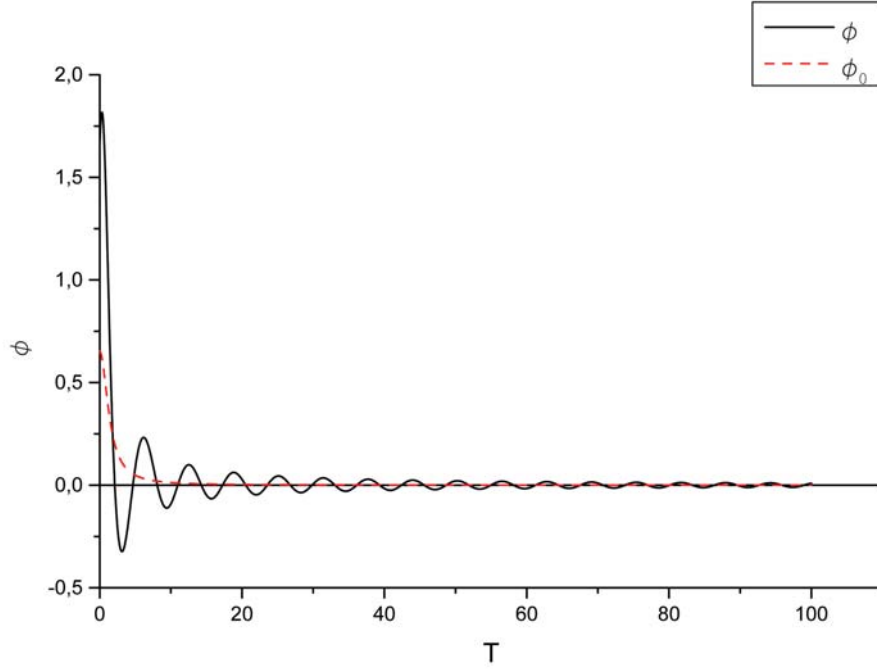


Рис. 1. Изменение потенциала ϕ во времени в течении со сдвигом ($lv_{de}/v'_0 = 10$, $l\rho_s = 1$, $k/l = 1$) при наличии гармонического возмущения на границе с частотой $\omega_0 = v'_0 = 1$. $\phi_0(T)$ – зависимость потенциала ϕ от времени в отсутствие гармонического возмущения.

и

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v'_0 x \frac{\partial}{\partial y} \right) p_e + en_{0e} (v_{de} - v_{Re}) \frac{\partial \phi}{\partial y} + v_{Re} \frac{\partial p_e}{\partial y} = 0, \quad (9)$$

где v_{Re} – скорость дрейфа электронов в неоднородном магнитном поле, $v_{Re} = -cT_e/eB_0R$, $\Gamma = 3/5$.

В случае постоянного сдвигового течения, для которого $\mathbf{v}_0(x) = cB_0^{-2} \cdot \mathbf{E}_0(x) \times \mathbf{B}_0 = v'_0 x \mathbf{e}_y$ и v'_0 является независимым от x , оказывается удобным использование преобразование координат к переменным ξ и η , определенных соотношениями (3) (см. также [2]–[5]). Применение этого преобразования, как и в случае дрейфовых колебаний, приводит к исключению в уравнениях (1), (2) пространственной зависимости, связанной со сдвиговым течением,

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \Delta_{\perp} \phi = -\frac{v_A^2}{c^2} \frac{4\pi e}{\Gamma T_e} v_{Re} \frac{\partial p_e}{\partial \eta} \quad (10)$$

и

$$\frac{\partial p_e}{\partial \tau} + en_{0e} (v_{de} - v_{Re}) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + v_{Re} \frac{\partial p_e}{\partial \eta} = 0, \quad (11)$$

где

$$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} - v'_0 \tau \frac{\partial}{\partial \eta} \right)^2. \quad (12)$$

Предполагаем, что неоднородное сдвиговое течение занимает область $x \geq 0$, а в области $x < 0$ имеем $v'_0 = 0$. Выполним одностороннее преобразование Фурье по ξ и двустороннее по η , получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\left((k - v'_0 l \tau)^2 + l^2 \right) \phi(\tau, k, l) \right] - i \frac{v_A^2}{c^2} \frac{4\pi e}{\Gamma_e T_e} l v_{Re} p_e(\tau, k, l) = \Phi(\tau, l) \quad (13)$$

и

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p_e(\tau, k, l) + ien_{0e} l (v_{de0} - v_{Re}) \phi(\tau, k, l) + il v_{Re} p_e(\tau, k, l) = 0, \quad (14)$$

где

$$\Phi(\tau, l) = -\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{\phi}(\tau, x=0, l) \right) - i(k + 2v'_0 l \tau) \tilde{\phi}(\tau, x=0, l) \right].$$

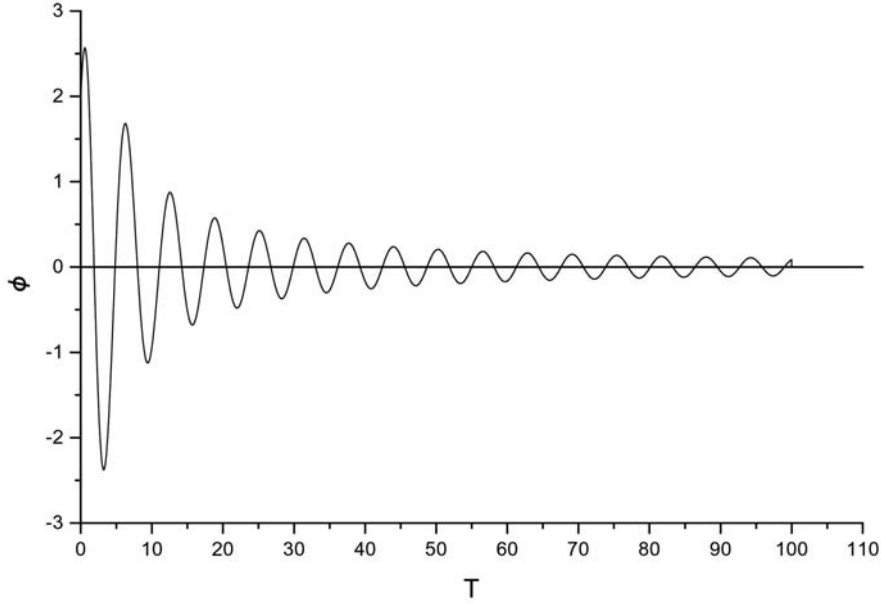


Рис. 2. Изменение потенциала ϕ во времени в течении со сдвигом ($lv_{de}/v'_0 = 1$, $l\rho_s = 0,3$, $k/l = 1$ при наличии гармонического возмущения на границе с частотой $\omega_0 = v'_0 = 1$)

В системе уравнений (13), (14) удобно ввести безразмерное время $T = v'_0\tau - k/l$. Эта система уравнений может быть преобразована в следующее уравнение второго порядка:

$$\frac{\partial^2}{\partial T^2} \left[(1 + T^2) \phi \right] + iS \frac{\partial}{\partial T} \left[(1 + T^2) \phi \right] + \frac{S^2}{l^2 \rho_s^2} \left(1 - \frac{v_{de}}{v_{Re}} \right) \phi = C(T, l), \quad (15)$$

где

$$C(T, l) = \frac{1}{l^2 v'_0} \frac{\partial \Phi}{\partial T} - i \frac{v_{Re}}{l (v'_0)^2} \Phi \quad \text{и} \quad S = \frac{lv_{Re}}{v'_0} - \text{безразмерный параметр.}$$

Определим новую функцию $G(T) = (1 + T^2) \exp\left(\frac{iST}{2}\right) \phi(T)$. Тогда уравнение (15) принимает вид

$$\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} + S^2 \left[\frac{1}{4} + \frac{\left(1 - \frac{v_{de}}{v_{Re}}\right)}{l^2 \rho_s^2 (1 + T^2)} \right] G = C(T, l) \exp\left(\frac{iST}{2}\right). \quad (16)$$

Решение уравнения при $C(T, l) = 0$, т.е. $G_{\text{одн}}$, было получено в [6]. Без сдвигового течения, т.е. в случае, когда $v'_0 = 0$, мы можем найти из уравнения (16) известное дисперсионное соотношение для неустойчивости Рэлея–Тейлора [6]

$$\omega^2 - \omega lv_{Re} + \frac{l^2 v_{Re} (v_{de} - v_{Re})}{\rho_s^2 (k^2 + l^2)} = 0 \quad (17)$$

с инкрементом γ равным

$$\gamma = \frac{lv_{Re}}{\rho_s^2 \sqrt{k^2 + l^2}} \sqrt{\left(\frac{v_{de}}{v_{Re}} - 1 - \frac{1}{4} \rho_s^2 (k^2 + l^2) \right)}. \quad (18)$$

Для времен T в промежутке $1 \ll T \ll (l\rho_s)^{-1}$ однородное уравнение (16) может быть аппроксимировано в виде

$$\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} - S^2 \frac{v_{de}}{v_{Re}} \frac{1}{l^2 \rho_s^2 T^2} G = 0. \quad (19)$$

Решение для $\phi(T)$ в этом промежутке будет

$$\phi(T) = \phi_0(T) \approx e^{-\frac{i}{2}ST} T^{-2} \left(C_1 T^{\nu_1} + C_2 T^{\nu_2} \right), \quad (20)$$

где

$$v_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_0}{v'_0}\right)^2} \quad (21)$$

и

$$\gamma_0 = \frac{(v_{Re} v_{d\epsilon})^{1/2}}{\rho_s}. \quad (22)$$

Как следует из решения (20), возмущение электростатического потенциала будет подавлено сдвиговым течением плазмы, когда [6]

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_0 \leq v'_0. \quad (23)$$

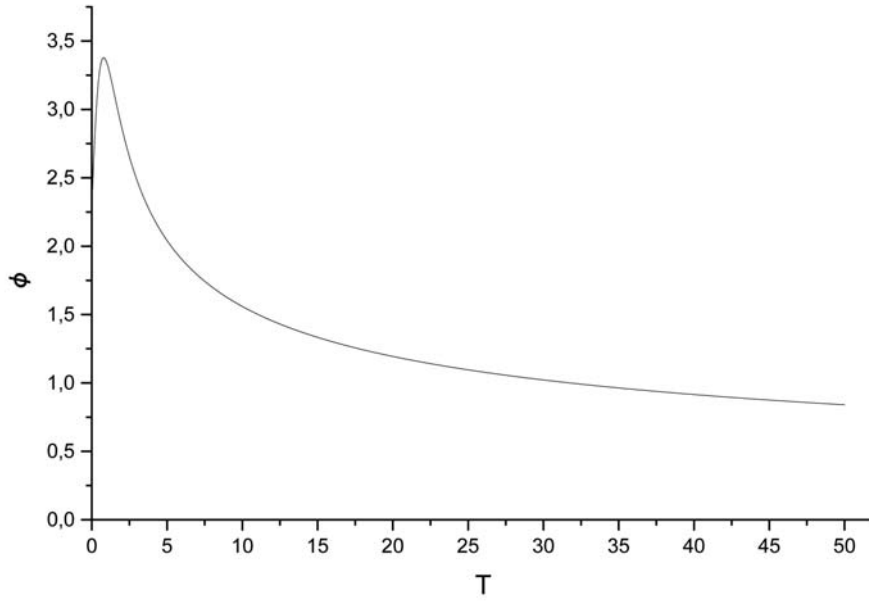


Рис. 3. Изменение потенциала ϕ во времени в течении с слабым сдвигом ($S = 1$, $l\rho_s = 0,3$, $k/l = 1$)

Зависимость потенциала $\phi_0(T)$ возмущений с $l\rho_s = 0,3$, $k/l = 1$ от времени в случае течения с $S = 1$ приведена на рис.3. Так как решение (20) проявляется на интервале $1 \ll T \ll (l\rho_s)^{-1}$, где $\tau \geq \tau_0 = (v'_0)^{-1}$, условие (23) эквивалентно условию $\gamma_0 \tau_0 < 1$. Это условие показывает, что подавление потенциала является немодальным процессом, который возникает до развития нелинейных процессов. Полагая условие (23) выполненным, покажем, что стабилизация неустойчивости Рэля-Тейлора сдвиговым течением не нарушится и при наличии гармонического возмущения, приложенного на границе сдвигового течения.

Решением неоднородного уравнения (16) является

$$G(T) = G_{\text{одн}} + G_{\text{неодн}}, \quad (24)$$

где

$$G_{\text{одн}}(T) = A_1 T^{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_0}{v'_0}\right)^2}} + A_2 T^{\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_0}{v'_0}\right)^2}}, \quad (25)$$

$$G_{\text{неодн}}(T) = D_1(T) T^{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_0}{v'_0}\right)^2}} + D_2(T) T^{\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_0}{v'_0}\right)^2}}, \quad \text{где } \gamma_0 = \frac{l\sqrt{v_{Re} v_{d\epsilon}}}{\rho_s \sqrt{k_{\perp}^2 + l^2}}. \quad (26)$$

Предполагаем, что на границе $x = 0$ области $x \geq 0$ возмущение потенциала ϕ_0 имеет вид $\phi_0 = e^{i\omega_0\tau - iy}$. Тогда $\phi(T)$ равно (при $T \gg 1$)

$$\phi(T) = \frac{\exp\left(-i\frac{ST}{2}\right)}{1+T^2} G(T) \approx \exp\left(-i\frac{ST}{2}\right) T^{-\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}} (A_1 + D_1(T)), \quad (27)$$

где функция $D_1(T)$, определяющая влияние гармонического возмущения на границе на отдельную Фурье-гармонику потенциала, равна

$$\begin{aligned} D_1(T) = & -\frac{1}{v'_0} \frac{ie^{-iy}}{lv'_0 \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}} \left\{ iv'_0 (2\omega_0 - lv_{Re}) \exp\left(i\frac{\omega_0}{v'_0}\right) \left[-i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)\right]^{-\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}} \right. \\ & \times \Gamma\left(\frac{3}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}, -i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)T\right) - (\omega_0 - lv_{Re})\omega_o \exp\left(i\frac{\omega_0 k}{v'_0 l}\right) \\ & \times \left[-i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)\right]^{-\frac{5}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}} \left[2\frac{k}{l} \left[-i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)\right] \right. \\ & \left. \left. \Gamma\left(\frac{3}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}, -i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)T\right) + \Gamma\left(\frac{5}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\gamma_o}{v'_0}\right)^2}, -i\left(\frac{S}{2} + \frac{\omega_0}{v'_0}\right)T\right)\right] \right\}, \quad (28) \end{aligned}$$

где $\Gamma(\alpha, \beta)$ – неполная Гамма функция. Поскольку величина $D_1(T)$ ограничена как функция времени, устойчивость возмущения потенциала будет, как и в случае без внешнего гармонического возмущения, определяться условием (23) (см. рис.4 для случая $S = 1, l\rho_s = 0, 3, k/l = 1, \omega_0 = v'_0$).

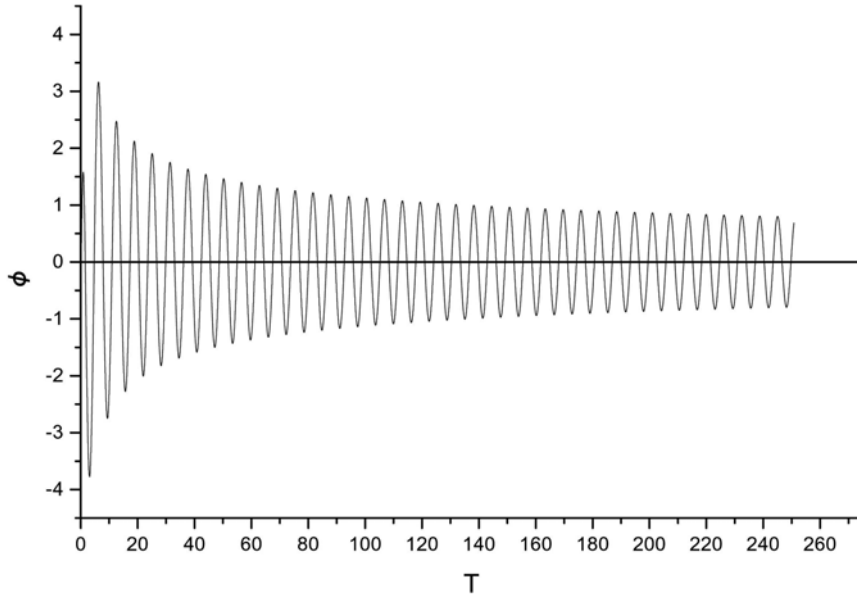


Рис. 4. Изменение потенциала ϕ во времени в течении с слабым сдвигом ($S = 1, l\rho_s = 0, 3, k/l = 1, \omega_0 = v'_0$)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что гармоническое возмущение потенциала, приложенное к границе сдвигового течения плазмы, приводит к сильному изменению несобственных дрейфовых волн и несобственных возмущений, связанных с неустойчивостью Релея-Тейлора. Амплитуда отдельной пространственной Фурье-гармоники убывает во времени в случае дрейфовых колебаний плазмы и в условиях неустойчивости Релея-Тейлора. Это убывание связано с тем, что сдвиговое течение непрерывно изменяет "частоту" и "волновой вектор" возмущений потенциала, поскольку в лабораторной системе отсчета величина волнового вектора k оказывается зависящей от времени и равна $-lT$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burrell K.H. // Phys.Plasmas. – 1997. – V. 4. – P. 1499–1518.
2. Mikhailenko V.S., Mikhailenko V.V., and Stepanov K.N. // Phys.Plasmas. – 2000. – V. 7. – P. 94–100.
3. Lord Kelvin // Philos.Mag.–1887. – V. 24. – P. 188–212.
4. Hartman R.J. // J.Fluid Mech. – 1975. – V. 71. – P. 89–96.
5. Yamagata T. // J. Oceanogr. Soc. Jpn.–1976. – V. 32. – P. 162–166.
6. Mikhailenko V.S., Mikhailenko V.V., and Weiland J. // Phys.Plasmas. – 2002. – V. 9. – N. 7.

THE TEMPORAL EVOLUTION OF THE FORCED DRIFT WAVES AND RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY IN PLASMAS WITH SHEAR FLOW

N.A. Azarenkov, V.V. Mikhailenko, V.S. Mikhailenko

*V.N. Karazin Kharkov National University,
61077 Kharkov, Svoboda Sq.4, Ukraine*

The temporal evolution of the drift waves and Rayleigh-Taylor instability in plasma with shear flow in the region $x \geq 0$ is studied. It is obtained that the modal perturbation, which is applied to the boundary ($x = 0$) of the shear flow, leads to the complicate changing in the evolution of forced drift waves and Rayleigh-Taylor instability. The amplitudes of the separate Fourier harmonic decay in both cases.

KEY WORDS: plasma, shear flow, drift waves, Rayleigh-Taylor instability.