Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 12, с. 777 – 781

Аномальная диффузия и термодиффузия легких ионов в неизотермической плазме

М. Ю. Айрапетян, С. А. Урюпин[1)]

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2008 г.

Изучено турбулентное состояние, возникающее при черенковской генерации легкими ионами медленных ионно-звуковых волн и их индуцированном рассеянии на тяжелых ионах. Найдены коэффициенты аномальной диффузии и термодиффузии легких ионов.

PACS: 52.25.Fi, 52.35.–g

В экспериментах часто приходится иметь дело с полностью ионизованными неизотермическими плазмами, содержащими два сорта ионов. В таких плазмах сравнительно просто реализуются условия, в которых возможно существование быстрых и медленных ионно-звуковых волн. Теории возбуждения быстрых ионно-звуковых волн и связанной с этой волной турбулентности посвящено значительное число работ (см., например, [1, 2]). Отметим, что из-за наличия второго сорта ионов теория ионно-звуковой турбулентности качественно отличается от детально разработанной теории для плазмы с одним сортом ионов (см. обзоры [3 – 5]). Основная причина отличия обусловлена эффектом динамического разделения зарядов ионов в поле быстрой ионно-звуковой волны, приводящим к существенному увеличению вероятности индуцированного рассеяния на ионах [1]. В развитой ранее теории обсуждались такие условия, когда медленная ионно-звуковая волна не влияет на аномальный перенос и турбулентный нагрев плазмы. Тем самым, остался не изученным ряд важных явлений, существование которых обусловлено возбуждением медленных ионно-звуковых волн. Такое положение сохранилось до настоящего времени, несмотря на то, что в ряде работ отмечалась необходимость рассмотрения генерации медленных ионно-звуковых волн при описании рассеяния света в разлетающейся плазме [6], степени анизотропии спектра турбулентности, обусловленной быстрой ионно-звуковой волной [7], и явления торможения взаимопроникающих неизотермических плазм [8].

В настоящем сообщении показано, что возникающая при генерации медленных ионно-звуковых волн турбулентность определяет процессы аномального переноса легких ионов в широком диапазоне параметров неизотермических плазм, содержащих два сорта ионов. Найден спектр турбулентности, устанавливающийся в условиях конкуренции черенковской генерации медленных волн легкими ионами и индуцированного рассеяния этих волн на тяжелых ионах. Определены аномальные потоки плотности числа легких ионов, порождаемые амбиполярным электрическим полем, градиентами их давления и температуры. Найдены явные зависимости коэффициентов аномальной диффузии и термодиффузии легких ионов от параметров плазмы и градиентов гидродинамических величин. Приведено простейшее решение уравнения аномальной диффузии, описывающее квазистационарное движение легких ионов со скоростью порядка скорости медленного звука.

Ниже рассматривается плазма, состоящая из электронов и двух сортов ионов, имеющих массы m_1 и $m_2 \gg m_1$. Температуры электронов, T_e, легких, T_1, и тяжелых, T_2, ионов считаются такими, при которых тепловые скорости частиц удовлетворяют неравенствам $V_{T_e} = \sqrt{\kappa T_e/m_e} \gg V_{T_1} = \sqrt{\kappa T_1/m_1} \gg V_{T_2} = \sqrt{\kappa T_2/m_2}$, где κ – постоянная Больцмана, m_e – масса электрона. Принято, что дебаевский радиус r_{D_2} и ленгмюровская частота ω_{L_2} тяжелых ионов удовлетворяют неравенствам

$$r_{D_2} \ll r_D, \quad \omega_{L_2} \ll V_{T_1}/r_D, \tag{1}$$

где $r_D = r_{De} r_{D_1}/\sqrt{r_{De}^2 + r_{D_1}^2}$, r_{De} и r_{D_1} – дебаевские радиусы электронов и легких ионов. Тогда, когда влиянием парных столкновений можно пренебречь, при выполнении неравенств (1) в плазме существуют слабозатухающие медленные ионно-звуковые волны с волновыми числами $k \sim 1/r_D$. Закон дисперсии таких волн имеет вид

$$\omega_{sl} = kV_{sl}/\sqrt{1 + k^2 r_D^2}, \tag{2}$$

[1)]e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

где $V_{sl} = \omega_{L_2} r_D$ – скорость медленного звука.

Воспользуемся квазилинейным уравнением для функции распределения легких ионов f_1 вида

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \left(\mathbf{v}\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}}\right) + \frac{e_1}{m_1}\mathbf{E}\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial v_\beta} f_1, \quad (3)$$

где e_1 – заряд легких ионов, $\mathbf{E}$ – квазистационарное электрическое поле в плазме, $D_{\alpha\beta}$ – тензор квазилинейной диффузии в декартовой системе координат, описывающий взаимодействие легких ионов с медленными ионно-звуковыми волнами:

$$D_{\alpha\beta} = \frac{e_1^2}{2\pi m_1^2} \int d\mathbf{k}\, \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{\omega_{sl}^3}{\omega_{L_2}^2} N(\mathbf{k}) \delta\left(\omega_{sl} - \mathbf{kv}\right), \quad (4)$$

$N(\mathbf{k})$ – плотность числа медленных ионно-звуковых волн. Примем, что поле $\mathbf{E}$ и градиенты плотности и температуры частиц направлены вдоль оси z и вызывают малые отклонения функции распределения легких ионов δf_1 от максвелловской f_{m1}, $f_1 = f_{m1} + \delta f_1$, $|\delta f_1| \ll f_{m1}$. В этих условиях поправка δf_1 и плотность числа волн $N(\mathbf{k})$ имеют аксиальную симметрию: $\delta f_1 = \delta f_1(v, \cos\theta_v)$, $N(\mathbf{k}) = N(k, \cos\theta_k)$, где θ_k и θ_v – углы векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{v}$ в сферической системе координат с осью симметрии вдоль z. Принимая во внимание квазиупругий характер рассеяния легких ионов медленными ионно-звуковыми волнами, из (3), (4) находим производную малой поправки к функции распределения ионов:

$$-\frac{\partial}{\partial \xi}\delta f_1 = \frac{v^3 f_{m1}}{V_{T_1}^3 \nu_2(\sqrt{1-\xi^2})} \left\{ \frac{v}{2}\left[\frac{\partial}{\partial z}\ln p_1 - \frac{e_1 E}{\kappa T_1} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \left(\frac{v^2}{2V_{T_1}^2} - \frac{5}{2}\right)\frac{\partial}{\partial z}\ln T_1\right] - \frac{V_{sl} V_{T_1} \nu_1(\sqrt{1-\xi^2})}{v^2\sqrt{1-\xi^2}} \right\}, \quad (5)$$

где $\xi = \cos\theta_v$, $p_1 = n_1 \kappa T_1$ – давление, n_1 – плотность легких ионов, эффективные частоты $\nu_n(\sqrt{1-\xi^2})$, $n = 1, 2$, связаны с компонентами тензора квазилинейной диффузии в сферической системе координат $D_{v\xi}$ и $D_{\xi\xi}$ соотношениями

$$\nu_1(\sqrt{1-\xi^2}) = \frac{D_{v\xi} v^2}{V_{sl} V_{T_1}^3}, \quad \nu_2(\sqrt{1-\xi^2}) = \frac{D_{\xi\xi} v}{V_{T_1}^3}. \quad (6)$$

Соотношение (5) имеет место на временах, больших характерного времени релаксации импульса легких ионов, которое $\sim 1/\nu_2$.

Кинетическое уравнение для электронов отличается от уравнения (3) тем, что вместо f_1 входит функция распределения электронов f_e, вместо e_1/m_1 стоит e/m_e, а вместо $D_{\alpha\beta}$ входит тензор квазилинейной диффузии электронов $D_{\alpha\beta}^{(e)} = (em_1/e_1 m_e)^2 D_{\alpha\beta}$. По аналогии с описанием легких ионов, полагая отклонение функции распределения электронов f_e от максвелловской f_{me} малым, для $\delta f_e = f_e - f_{me}$, $|\delta f_e| \ll f_{me}$, на временах, больших времени релаксации импульса электронов, имеем

$$-\frac{\partial}{\partial \xi}\delta f_e = \frac{v^3 f_{me}}{V_{T_e}^3 \nu_2(\sqrt{1-\xi^2})} \times$$
$$\times \left\{ -\frac{V_{sl} V_{T_e} \nu_1(\sqrt{1-\xi^2})}{v^2\sqrt{1-\xi^2}} + \frac{v}{2}\frac{V_{Te}^3}{V_{T_1}^3}\left(\frac{e_1 m_e}{e m_1}\right)^2 \times \right.$$
$$\left. \times \left[\frac{\partial}{\partial z}\ln p_e - \frac{eE}{\kappa T_e} + \left(\frac{v^2}{2V_{T_e}^2} - \frac{5}{2}\right)\frac{\partial}{\partial z}\ln T_e\right] \right\}, \quad (7)$$

где $p_e = n_e \kappa T_e$ – давление, n_e – плотность электронов. Отличие функции распределения тяжелых ионов от максвелловской считаем несущественным.

Перейдем к рассмотрению плотности распределения числа медленных ионно-звуковых волн по волновым числам. Как и выше, влиянием парных столкновений частиц друг с другом пренебрегаем, что отвечает предположению о значительном превышении порога неустойчивости. Основу описания квазистационарного неравновесного состояния составляет условие равенства нулю суммы инкрементов и декрементов неустойчивости

$$\gamma_1(\mathbf{k}) + \gamma_e(\mathbf{k}) + \gamma_{NL}(\mathbf{k}) = 0. \quad (8)$$

В уравнении (8) $\gamma_1(\mathbf{k})$ и $\gamma_e(\mathbf{k})$ – инкременты генерации медленных ионно-звуковых волн при их черенковском взаимодействии с направленно движущимися легкими ионами и электронами. Используя определения $\gamma_1(\mathbf{k})$, $\gamma_e(\mathbf{k})$ и соотношения (5), (7), имеем

$$\gamma_1(\mathbf{k}) + \gamma_e(\mathbf{k}) = \frac{\pi}{2}\frac{\omega_{sl}^3}{\omega_{L_2}^2 k^2} \int d\mathbf{v} \delta\left(\omega_{sl} - \mathbf{kv}\right) \times$$
$$\times \left(\mathbf{k}\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\right)\left(\frac{\omega_{Le}^2}{n_e} f_e + \frac{\omega_{L_1}^2}{n_1} f_1\right) = -\gamma_s \left(\frac{\omega_{sl}}{kV_{sl}}\right) + \gamma_s \cos\theta_k \times$$
$$\times \frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\sin\theta_k} \frac{d\xi}{\sqrt{\sin^2\theta_k - \xi^2}} \frac{\nu_0 + \nu_1(\sqrt{1-\xi^2})/\sqrt{1-\xi^2}}{\nu_2(\sqrt{1-\xi^2})}, \quad (9)$$

где использованы обозначения

$$\gamma_s = \sqrt{\frac{\pi}{8}} k V_{sl} \frac{\omega_{L_2}}{\omega_{L_1}} \left(\frac{\omega_{sl}}{k\omega_{L_2} r_{D_1}}\right)^3, \quad (10)$$

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \frac{R}{n_1 m_1 V_{sl}}, \quad (11)$$

$$R = (\rho_1 + \rho_e)\, E - \frac{\partial(p_1 + p_e)}{\partial z}, \quad (12)$$

$\rho_e = en_e$, $\rho_1 = e_1 n_1$ – плотности заряда электронов и легких ионов. Соотношение (9) записано в предположении, что выполнено неравенство

$$r_{De}^2/r_{D_1}^2 \gg V_{T_1}/V_{T_e}, \tag{13}$$

которое имеет место, если плотность легких ионов не аномально мала. Последнее слагаемое в левой части уравнения (8) описывает индуцированное рассеяние медленных ионно-звуковых волн на тяжелых ионах. Следуя работе [9], с учетом того, что распределение тяжелых ионов близко к максвелловскому, $\gamma_{NL}(\mathbf{k})$ можно представить в виде

$$\gamma_{NL}(\mathbf{k}) = \frac{V_{T_2}^2 k^2}{8\pi^2 n_2 m_2 (\partial\omega_{sl}/\partial k)} \frac{\partial}{\partial k}\Big[k^{-6}(\partial\omega_{sl}/\partial k)^{-1} \times \times \int d\mathbf{k}'\delta(k-k')[\mathbf{k}\mathbf{k}']^2(\mathbf{k}\mathbf{k}')^2 N(\mathbf{k}')\Big], \tag{14}$$

где n_2 – плотность тяжелых ионов. Поскольку частоты парных ион-ионных столкновений считаются малыми, то уравнение (8) не учитывает затухание медленного звука из-за парных столкновений тяжелых ионов. Не учитывается и черенковское затухание волн на тяжелых ионах, что сравнительно просто реализовать при выполнении левого неравенства (1), обеспечивающего превосходство скорости звука V_{sl} над тепловой скоростью тяжелых ионов V_{T_2}.

В описывающем затухание звука слагаемом формулы (9) при γ_s стоит множитель ω_{sl}/kV_{sl}. Далее, при решении уравнения (8), будем аппроксимировать этот множитель единицей $\omega_{sl}/kV_{sl} \equiv 1$. Такая аппроксимация приводит к несущественным численным погрешностям (подробнее см. [10]). Вместе с тем, её использование позволяет разделить переменные в уравнении (8) и искать решение в виде $N(k, \cos\theta_k) = N(k)\Phi(\cos\theta_k)$. При этом для функции $N(k)$ имеем

$$N(k) = 4\pi n_2 m_2 \frac{V_{sl}^2}{V_{T_2}^2}\frac{\gamma_s}{k^5} \times \left[\ln\left(\frac{\omega_{L_2}}{\omega_{sl}}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_{sl}}{kV_{sl}}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{\omega_{sl}}{kV_{sl}}\right)^4\right]. \tag{15}$$

Выражение (15) позволяет записать эффективные турбулентные частоты столкновений легких ионов в виде

$$\nu_n(y) = \nu_N \chi_n(y),\ n = 1, 2, \tag{16}$$

$$\chi_n(y) = \int_0^y \frac{\Phi(x)dx}{\sqrt{y^2 - x^2}}\left(\frac{x}{y}\right)^n, \tag{17}$$

где частота ν_N описывается выражением

$$\nu_N = \frac{\omega_{L_2}}{4\sqrt{2\pi}}\frac{r_{D_1}^2}{r_{D_2}^2}\left(\frac{r_D}{r_{D_1}}\right)^8\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2, \tag{18}$$

$\rho_2 = e_2 n_2$ – плотность заряда тяжелых ионов. Численный множитель в (18) записан с точностью до относительных поправок ~ 0.02. Тогда для функции $\Phi(\cos\theta_k)$ имеем

$$\Phi(x) = \frac{4\nu_0}{3\pi\nu_N x}\frac{d}{dx}\left[\frac{x^4}{(1 - x + \varepsilon)^{1-\alpha}}\right],\ \nu_0 \ll \nu_N, \tag{19}$$

где

$$\varepsilon = (4\nu_0/3\pi\nu_N \ln 2)\ln(3\pi\nu_N \ln 2/4\nu_0),$$
$$\alpha = \ln 2/\ln(3\pi\nu_N/4\nu_0)$$

– малые параметры. Уравнение (8) допускает решение и при $\nu_0 \gg \nu_N$. Далее ограничимся изложением теории в пределе $\nu_0 \ll \nu_N$. Распределение медленных волн по волновым числам, описываемое соотношениями (15), (19), полностью определяет частоты столкновений частиц (16) в турбулентном состоянии, что позволяет перейти к описанию процессов переноса.

Неравновесные поправки к функции распределения ионов (5) и электронов (7) позволяют найти потоки частиц. По определению, плотность тока легких ионов $\mathbf{j}_1 = (0, 0, j_1)$ описывается соотношением

$$j_1 = e_1 \int d\mathbf{v} v\xi f_1 = \frac{e_1}{2}\int d\mathbf{v} v(1 - \xi^2)\frac{\partial}{\partial\xi}f_1. \tag{20}$$

Принимая во внимание соотношения (5), (11), (13), (16) и (19), из (20) находим:

$$j_1 = \rho_1 V_{sl}\Big[\frac{3}{2}(1 - \beta) + + \frac{16\beta}{\pi R}\left(\rho_1 E - \frac{\partial}{\partial z}p_1 - \frac{3}{2}n_1\frac{\partial}{\partial z}\kappa T_1\right)\Big], \tag{21}$$

где $\beta \simeq 0.18$.

Плотность тока электронов $\mathbf{j}_e = (0, 0, j_e)$ находится с использованием выражений (7), (11), (13), (16) и (19). Для j_e приближенно имеем

$$j_e = \rho_e V_{sl}\frac{16\beta}{\pi R}\frac{V_{T_e} r_{De}^2}{V_{T_1} r_{D_1}^2} \times \left(\rho_e E - \frac{\partial}{\partial z}p_e - \frac{3}{2}n_e\frac{\partial}{\partial z}\kappa T_e\right). \tag{22}$$

Остановимся на изучении таких условий эксперимента, когда суммарный ток $j = j_1 + j_e$ равен нулю. Условие отсутствия тока $j = 0$ позволяет связать напряженность амбиполярного электрического поля $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ с градиентами давлений и температур легких ионов и электронов. Принимая во внимание (13), из требования отсутствия тока и соотношения (12) приближенно находим

$$\rho_e E = \frac{\partial}{\partial z} p_e + \frac{3}{2} n_e \frac{\partial}{\partial z} \kappa T_e, \tag{23}$$

$$R = -\frac{\partial}{\partial z} p_1 + \rho \frac{\partial}{\partial z} p_e + \frac{3}{2}(1+\rho) n_e \frac{\partial}{\partial z} \kappa T_e, \tag{24}$$

$$j_1 = -j_e = \rho_1 V_{sl} \frac{16\beta}{\pi} \times \\ \times \left\{ 1 + \Delta - \frac{3\kappa}{2R} \left[n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} + n_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \right] \right\}, \tag{25}$$

где $\rho = \rho_1/\rho_e$, $\Delta = 3\pi(1-\beta)/32\beta \simeq 1.37$. Согласно (24), причиной турбулентности могут быть градиенты давлений и температуры электронов.

Имея в виду, что градиенты p_1, p_e и T_e дают аддитивный вклад в R с целью большей наглядности изложения обсудим особенности переноса легких ионов в двух выделенных случаях. Если велик градиент давления легких ионов,

$$\left| \frac{\partial p_1}{\partial z} \right| \gg \left| \rho \frac{\partial p_e}{\partial z} + \frac{3}{2}(1+\rho) \kappa n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right|, \left| \frac{3}{2} \kappa n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right|, \tag{26}$$

то из (25) имеем

$$j_1 = -j_e = \rho_1 V_{sl} \frac{16\beta}{\pi} \times \\ \times \left\{ 1 + \Delta - \frac{3}{2} \frac{n_1 \kappa}{(-\partial p_1/\partial z)} \frac{\partial T_1}{\partial z} \right\}. \tag{27}$$

Плотность потока легких ионов связана с плотностью тока $n_1 u_1 = j_1/e_1$, где u_1 – скорость направленного движения. Тогда, когда выполнены неравенства (26), направленное движение легких ионов в основном обусловлено градиентом температуры T_1 и градиентом давления p_1, определяющим плотность силы R (24). Наличие связи u_1 и j_1 позволяет найти коэффициенты аномальной диффузии D и термодиффузии D_T легких ионов. Принимая во внимание определения

$$n_1 u_1 = -D n_1 \frac{\partial}{\partial z} \ln p_1 - D_T n_1 \frac{\partial}{\partial z} \ln T_1, \tag{28}$$

из (27) и (28) находим

$$D = \frac{16}{\pi} \beta (1+\Delta) V_{sl} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \ln p_1 \right)^{-1}, \tag{29}$$

$$D_T = \frac{24}{\pi} \beta V_{sl} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \ln p_1 \right)^{-1}. \tag{30}$$

Поскольку $R \simeq (-\partial p_1/\partial z) > 0$, то чем больше R и выше уровень турбулентных шумов, тем меньше коэффициенты диффузии и термодиффузии. Если масштаб неоднородности температуры $|\partial \ln T_1/\partial z|^{-1}$ существенно больше масштаба неоднородности давления $|\partial \ln p_1/\partial z|^{-1}$, то скорость направленного движения легких ионов слабо зависит от градиентов T_1 и p_1. При этом черенковская генерация медленных ионно-звуковых волн сопровождается установлением направленного движения легких ионов со скоростью порядка V_{sl},

$$u_1 \simeq (1+\Delta) 16\beta/\pi \simeq 2.1 V_{sl} = 2.1 \omega_{L_2} r_D. \tag{31}$$

В таких условиях, считая скорость направленного движения плазмы v_0 малой по сравнению с u_1, для легких ионов имеем уравнение аномальной диффузии вида

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(n_1 u_1) = 0. \tag{32}$$

Неравенство $v_0 \ll u_1$ легко выполнимо при достаточно большой массе и плотности тяжелых ионов. При относительно малой плотности легких ионов $r_{De}\sqrt{V_{T_e}/V_{T_1}} \gg r_{D_1} \gg r_{De}$, $r_D \simeq r_{De}$ и скорость u_1 не зависит от n_1. Если $r_D \simeq r_{De}$, то уравнение (32) описывает перенос легких ионов с постоянной скоростью u_1,

$$n_1 = n_1(z - u_1 t) \simeq n_1(z - 2.1 r_{De} \omega_{L_2} t). \tag{33}$$

Примем, что вместо неравенств (26) выполнены иные неравенства:

$$\left| \rho \frac{\partial p_e}{\partial z} \right| \gg \left| \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{3}{2}(1+\rho) \kappa n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right|, \left| \frac{3}{2} \kappa n_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right|. \tag{34}$$

В таких условиях эффективная плотность силы в основном определяется градиентом давления электронов $R \simeq \rho \partial p_e/\partial z > 0$ или $R \simeq \rho_1 E$. То есть под воздействием градиента давления электронов возникает их направленное движение, которое сопровождается появлением амбиполярного электрического поля $E \simeq (1/\rho_e) \partial p_e/\partial z$. Такое поле приводит к установлению направленного движения легких ионов, сопровождающегося черенковской генерацией медленных ионно-звуковых волн. В условиях (34) плотность тока описывается соотношением, отличающимся от (27) лишь заменой $(-\partial p_1/\partial z)$ на $\rho(\partial p_e/\partial z)$. Принимая во внимание такую замену, для скорости направленного движения легких ионов имеем (ср.(28))

$$u_1 = D \frac{\rho_1}{p_1} E - D_T \frac{\partial}{\partial z} \ln T_1, \tag{35}$$

где коэффициенты диффузии D и термодиффузии D_T описываются выражениями

$$D = \frac{16}{\pi}\beta(1+\Delta)V_{sl}\frac{p_1}{\rho}\left(\frac{\partial}{\partial z}p_e\right)^{-1}, \qquad (36)$$

$$D_T = \frac{24}{\pi}\beta V_{sl}\frac{p_1}{\rho}\left(\frac{\partial}{\partial z}p_e\right)^{-1}. \qquad (37)$$

Отметим, несмотря на то, что коэффициент диффузии изменился, при небольшом градиенте температуры T_1 уравнение диффузии имеет вид (32), а его решение при $r_{De}\sqrt{V_{T_e}/V_{T_1}} \gg r_{D_1} \gg r_{D_e}$ описывается формулой (33).

Выше сделано предположение о значительном превышении порога неустойчивости. Поскольку в рассмотренных условиях неустойчивость возникает из-за направленного движения легких ионов, то это предположение оправдано, если

$$R \gg R_{th} = \sqrt{\frac{8}{9\pi}}n_1 m_1 V_{sl}\nu, \qquad (38)$$

где ν – частота столкновений легких ионов с тяжелыми. Если $R < R_{th}$, то имеет место обычный классический перенос легких ионов, когда коэффициенты диффузии и термодиффузии обратно пропорциональны ν и описываются формулами кинетической теории устойчивой плазмы. Например, применительно к условиям (26) приведем оценку масштаба неоднородности давления легких ионов $L_{th} = |\partial \ln p_1/\partial z|_{th}^{-1}$, отвечающую порогу неустойчивости в неизотермической водород-ксеноновой плазме с однократно ионизованными ионами. Принимая $T_e \sim 40$ эВ, $T_1 \sim 1$ эВ, $T_2 \sim 0.05$ эВ, $n_e \sim 10^{13}$ см$^{-3}$, $n_1 \sim 4\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, $n_2 \sim 6\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, $\Lambda \sim 3$, имеем $L_{th} \sim 60$ см. Изложенная теория не учитывает возможности влияния быстрых ионно-звуковых волн. При $kr_{De} \sim 1$ фазовая скорость этих волн порядка $V_s = \omega_L r_{De}$, где $\omega_L = \sqrt{\omega_{L_1}^2 + \omega_{L_2}^2}$, $\omega_{L_1} = V_{T_1}/r_{D_1}$ и должна удовлетворять неравенствам $V_{T_e} \gg V_s \gg V_{T_1}$. Если $V_{T_1} > V_s$, то быстрых волн нет. Если же $V_s \gg V_{T_1}$, то условие отсутствия их генерации имеет вид [4]

$$|\rho_e E - \partial p_e/\partial z| < \sqrt{\frac{8}{9\pi}}n_e m_e V_s \nu_{ei}, \qquad (39)$$

где ν_{ei} – частота столкновений электронов с ионами. Отсюда, принимая во внимание явный вид амбиполярного электрического поля (23), имеем ограничение на величину градиента температуры $|\kappa\partial T_e/\partial z| \ll (4\sqrt{2}/9\sqrt{\pi})m_e V_s \nu_{ei}$.

Выше дано замкнутое теоретическое описание турбулентности, связанной с возбуждением медленных ионно-звуковых волн в неизотермической плазме, содержащей легкие и тяжелые ионы. Продемонстрирована определяющая роль такой турбулентности в процессах аномального переноса легких ионов. Установленные в работе закономерности распределения плотности числа медленных волн по волновым векторам составляют основу для последующего описания широкого класса электромагнитных явлений и турбулентного нагрева плазмы со сложным ионным составом. Предложенный подход к изучению динамики ионов является универсальным и допускает обобщение применительно к плазмам с бо́льшим числом сортов ионов и бо́льшим числом возможных ионно-звуковых волн.

Работа выполнена при поддержке УНК ФИАН.

---

1. В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **102**, 78 (1992).
2. И. В. Кузора, В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **120**, 1194 (2001).
3. Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, Атомная энергия **23**, 417 (1967).
4. V. Yu. Bychenkov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, Phys. Reports **164**, 119 (1988).
5. А. С. Кингсеп, Физика плазмы **17**, 582 (1991).
6. Л. И. Рудаков, Письма в ЖЭТФ **17**, 382 (1973).
7. В. В. Яньков, Письма в ЖТФ **1**, 11 (1975).
8. В. П. Силин, С. А. Урюпин, Краткие сообщения по физике, ФИАН N5-6, 55 (1997).
9. В. Н. Цытович, *Теория турбулентной плазмы*, М.: Атомиздат, 1971.
10. В. П. Силин, Краткие сообщения по физике, ФИАН, N6, 38 (1985).