

3. Сесс Р. Д. Теплообмен при совместном действии теплового излучения и теплопроводности или конвекции. Сб. «Современные проблемы теплообмена», Изд. «Энергия», 1966, стр. 140.
4. Висканта Р., Грош Р. Перенос тепла теплопроводностью и излучением в поглощающей среде. Теплопередача. Сер. С, 1962, т. 84, № 1, стр. 79.
5. Viskanta R., Grosh R. J. Effect of surface Emissivity on heat Transfer by simultaneous conduction and radiation. Internat. J. Heat Mass Transfer, 1962, vol. 5, p. 729.
6. Детков С. П. Перенос лучистой энергии вблизи плоской поверхности. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 3, стр. 438.
7. Heaslet M. A., Warming R. F. Radiative Transport and wall Temperature Slip in an absorbing planar Medium. Internat. J. Heat Mass Transfer, 1965, vol. 8, p. 979.
8. Adrianov V. N., Polyak G. L. Differential Methods for studying radiant Heat Transfer. Internat. J. Heat Mass Transfer, 1963, vol. 6, p. 355.
9. Viskanta R. Effectiveness of a Layer of an Absorbing-Scattering Gas in Shielding a Surface from Incident Thermal Radiation. J. Franklin Inst., 1965, vol. 280, No. 6, p. 483.
10. Кузнецов Е. С., Овчинский В. В. Результаты численного решения интегрального уравнения теории рассеяния света в атмосфере. Тр. геофиз. ин-та. 1949, № 4 (131).
11. Рубцов Н. А. К переносу теплового излучения в плоском слое поглощающей среды. ПМТФ, 1965, № 5, стр. 58.
12. Viskanta R., Grosh R. J. Heat Transfer in a Thermal Radiation. Absorbing and Scattering Medium. Internat. Heat Mass. Transfer Conf., Boulder, Colorado, 1961, p. 820.
13. Детков С. П. К определению упругости паров по скорости испарения в высоком вакууме. Ж. физ. химии, 1957, т. 31, № 10, стр. 2367.
14. Шорин С. Н. Теплопередача. Изд. «Высшая школа», 1964, стр. 412.
15. Oatley C. W. The flow of Gas through composite sistem at very low pressures. Brit. J. Appl. Phys., 1957, vol. 8 p. 15.
16. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. ГИТТЛ, 1956.
17. Адрианов В. Н. Лучистый теплообмен в плоском слое движущейся среды. Тепло - и массоперенос, Минск. Изд. «Наука и техника», 1965, т. 2, стр. 103.

О КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

А. Ю. Кирий, В. П. Силин

(Москва)

Влияние поляризации на кинетические коэффициенты в двухкомпонентной полностью ионизированной неизотермической плазме было выявлено в работах [1-4]. Полученные в работе [1] «добавки» в кулоновскому логарифму в коэффициентах вязкости и теплопроводности порядка

$$\frac{T_e}{T_i} \frac{1}{2} \left| \frac{e_i}{e} \right| \left[\ln \frac{e_i^2 m_i T_e^3}{e^2 m_e T_i^3} \right]^{-1} \quad (1)$$

и намного превышают соответствующую добавку к кулоновскому логарифму в коэффициенте трения электронов и ионов, равную

$$\frac{T_e}{T_i} \left[\ln \frac{e_i^2 m_i T_e^3}{e^2 m_e T_i^3} \right]^{-2} \quad (2)$$

Добавка (1) обусловлена взаимодействием электронов с ионнозвуковыми колебаниями неизотермической плазмы, имеющими фазовые скорости, меньшие тепловой скорости электронов v_{Te} и большие тепловой скорости ионов v_{Ti} , в то время как добавка (2) связана с взаимодействием электронов и ионов с теми же звуковыми колебаниями, причем число «резонансных» ионов со скоростями, большими v_{Ti} , мало, чем и объясняется наличие дополнительной степени логарифма в знаменателе (2).

В рассматриваемом случае трехкомпонентной неизотермической плазмы с двумя сортами ионов i и I при условии

$$v_{Te} \gg v_{Ti} \gg v_{TI}, \quad r_{DI}^{-2} \gg r_{De}^{-2} + r_{Di}^{-2} \quad (3)$$

существуют звуковые волны с фазовыми скоростями $v_{TI} \ll v(k) \ll v_{Ti}$ и спектром

$$v(k) = \frac{\omega(k)}{k} = \left(\frac{\omega_{LI}^2}{r_{De}^{-2} + r_{Di}^{-2}} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{k^2}{r_{De}^{-2} + r_{Di}^{-2}} \right)^{-1/2} \quad (4)$$

$$\gamma(k) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega(k) \frac{v^3(k)}{\omega_{LI}^2} \left\{ \frac{1}{v_{Te} r_{De}^2} + \frac{1}{v_{Ti} r_{Di}^2} + \frac{1}{v_{TI} r_{DI}^2} \exp \left[-\frac{v^2(k)}{v_{TI}^2} \right] \right\} \quad (5)$$

$$v_{T\alpha}^2 = \frac{2T_\alpha}{m_\alpha}, \quad r_{D\alpha}^2 = \frac{T_\alpha}{4\pi n_\alpha e_\alpha^2}, \quad \omega_{L\alpha}^2 = \frac{4\pi n_\alpha e_\alpha^2}{m_\alpha}$$

Из условия (3) и выражения (5) нетрудно увидеть, что при условии

$$\frac{v_{Ti}^2}{v_{TI}^2}, \frac{r_{DI}^{-2}}{r_{De}^{-2} + r_{Di}^{-2}} \gg \ln X \gg 1, \quad X = \frac{1/v_{TI} r_{DI}^2}{1/v_{Te} r_{De}^2 + 1/v_{Ti} r_{Di}^2} \quad (6)$$

в области фазовых скоростей волн $v_{Ti} \gg v(k) > v_{TI} \ln^{1/2} X$ затухание, т. е. взаимодействие частиц с волнами, определяется электронами и «быстрыми» ионами, причем число таких резонансных ионов со скоростями $|v| < v_{Ti}$ немало. Учет такого взаимодействия приводит к следующему выражению для силы трения R_{ei} электронов и быстрых ионов

$$\begin{aligned} R_{ei} = & -n_e m_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) \frac{4\sqrt{2\pi} e^2 e_i^2 n_i}{3m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \left\{ \ln \frac{r_D}{r_{min}} + \right. \\ & + \frac{1}{4} \frac{1}{1+\theta} \frac{1}{r_{DI}^2} \left(1 + \frac{1}{1+\theta} \frac{T_e - T_i}{T_i} \right) \frac{1}{\ln X} + \frac{1}{4 \ln^2 \theta} \left(1 + \frac{\omega_{LI}^2}{\omega_{Li}^2} \frac{T_e}{T_i} \right) \left. \right\} + \\ & + n_e m_e (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_I) \frac{4\sqrt{2\pi} e^2 e_I^2 n_I}{3m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \left\{ \frac{1}{4} \frac{1}{1+\theta^{-1}} \frac{T_e - T_i}{T_I} \frac{1}{\ln^2 X} \right\}, \quad \theta = \frac{v_{Te} r_{De}^2}{r_{Ti} r_{Di}^2} \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь X определяется (6).

Добавка, имеющая квадрат логарифма в знаменателе, аналогичная (2), может быть существенна [1,2] лишь при $\theta \gg 1$, $T_e/T_i > 10^3$. Второе слагаемое в силе трения R_{ei} , пропорциональное $\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_I$, обусловлено взаимодействием частиц со звуковыми волнами спектра (4), (5), причем соответствующие «перекрестные» слагаемые, имеющие в знаменателях $\ln^2 X$, возникают и в силах трения R_{eI} и R_{iI} .

Наибольший интерес представляет обратнологарифмическая добавка в выражении (7), которая при неизотермичности $T_e/T_i \geq 5$ и $T_i/T_I \geq 10$ может превосходить кулоновский логарифм. Используя (7), для статической проводимости имеем

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu}, \quad \nu = \frac{4\sqrt{2\pi} e^2 (e_i^2 n_i + e_I^2 n_I)}{3m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \left\{ \ln \frac{r_D}{r_{min}} + \right. \\ \left. + \frac{e_I^2 n_I}{e_i^2 n_i + e_I^2 n_I} \frac{1}{4} \frac{1}{1+\theta^{-1}} \frac{T_i}{T_I} \left(1 + \frac{1}{1+\theta} \frac{T_e - T_i}{T_i} \right) \frac{1}{\ln X} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

в котором пренебрежено слагаемыми, имеющими квадрат логарифма в знаменателе.

Из выражения (8) нетрудно увидеть, что в случае неизотермичности $T_e/T_i \geq 10^3$ и малой плотности быстрых ионов $n_i/n_e \sim (m_e^{1/2} T_i^{3/2} / m_i^{1/2} T_e^{3/2})$ проводимость в трехкомпонентной плазме может полностью определяться не «столкновениями» частиц, а «обменом» звуковыми волнами со спектром (4), (5) между электронами и быстрыми ионами, т. е. эффектами поляризации плазмы.

Поступила 24 VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П., Горбунов Л. М. К кинетике неизотермической плазмы. Докл. СССР, 1962, т. 145, стр. 1265.
2. Горбунов Л. М., Силин В. Г. Теория явлений переноса в неизотермической плазме. ЖЭТФ, 1964, т. 34, стр. 385.
3. Рамазашвили Р. Р., Рухадзе А. А., Силин В. П. О скорости выравнивания температуры заряженных частиц в плазме. ЖЭТФ, 1962, т. 43.
4. Силин В. П. К теории процессов переноса в плазме поперек магнитного поля. Nuclear Fusion, 1962, vol. 2, p. 125.