

Лекция 10

Основы теории ограниченных орбит (OML)

Цель лекции: Дать представление о теории ограниченных орбит (OML) и ее применении для определения заряда пылинок

При рассмотрении зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов для максвелловского распределения скоростей частиц используем выражения для потоков электронов и ионов на поверхность заряженной уединенной сферической частицы в приближении ОМЛ. Введем безразмерное время: $t^* \rightarrow \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{Di}} \right) t$,

$\lambda_{Di} = \sqrt{k_B T_i / 4\pi e^2 n_i}$ - ионный дебаевский радиус, $\omega_{pi} = \frac{v_{Ti}}{\lambda_{Di}}$ - ионная плазменная

частота и перепишем уравнение для максвелловского распределения скоростей частиц:

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(-z) - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \tau z) \right], \quad (1)$$

для каппа распределения скоростей частиц:

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{1}{\kappa(\kappa-1)} \left(\frac{\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)^{\kappa-\frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)+z\right)^{\kappa-1}} - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)+z\tau(\kappa-1)\right)}{\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (2)$$

Вместе с начальным условием $z(t^*=0)=0$ уравнение позволяет определить стационарный заряд $z = z(\tau, \mu)$ при $t^* \rightarrow \infty$ и характерное время зарядки от незаряженного состояния $t_{ch}^*(\tau, \mu)$. В работе [10] характерное время зарядки определено как $t_{ch} = \frac{|Z_d|}{I_0}$, где $I_0 = I_{e0} = I_{i0}$ - потоки электронов и ионов в стационарном состоянии. А частота зарядки Ω_{ch} как частота релаксации

малых возмущений заряда к стационарному значению, $\Omega_{ch} = \frac{dI_0}{dZ_d} \Big|_{Z_{d0}}$, где значение производной вычисляется для стационарного заряда.

На рисунке 10.1 представлены результаты исследования зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов при $\tau = 50$ для плазмы аргона. Также, на рисунке безразмерные величины Ω_{ch}^{-1} и t_{ch} указаны вертикальными штриховыми линиями. Вертикальные линии (первые две слева) соответствуют значениям величины Ω_{ch}^{-1} для максвелловского и каппа распределения (слева на право), а две другие вертикальные линии соответствуют значениям величины t_{ch} . То есть результаты показывают, что для немаксвелловского распределения скоростей частиц характерное время зарядки пылевых частиц увеличивается почти в два раза по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения частиц. Отметим, что горизонтальная линия показывает стационарный заряд частиц. Результаты показывают хорошее согласие с результатами работы для максвелловского распределения [10]. Для плазмы гелия, которая более широко распространена в космосе чем плазма аргона результаты ведут себя аналогично.

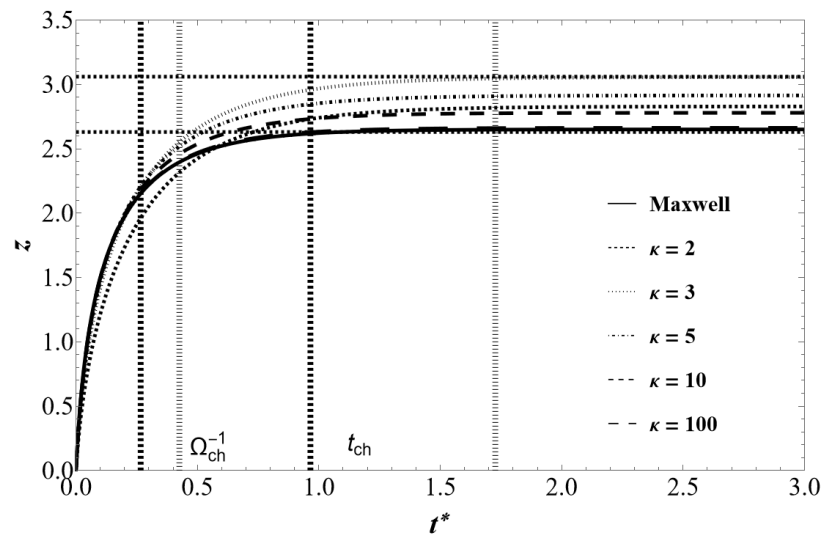


Рисунок 10.1 - Абсолютная величина безразмерного заряда как функция безразмерного времени для плазмы аргона при $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 50$.

При вторичной электронной эмиссии поток вторичных эмитированных электронов I_{se} связан с потоком первичных электронов I_e через коэффициент вторичной электронной эмиссии δ , определяющего число выбитых электронов на один падающий $I_{se} = \delta I_e$.

Коэффициент δ зависит как от энергии первичных электронов E , так и от материала пылевой частицы. Зависимость $\delta(E)$ оказывается почти универсальной для различных материалов, если нормировать на максимальный выход электронов δ_m , а E на энергию E_m , при которой этот максимум достигается. Для некоторых материалов величины параметров δ_m , и E_m составляют: $\delta_m \sim (1-4)$, $E_m \sim (0,2-0,4) \text{ кэВ}$. Таким образом для вычисления зарядки пылевых частиц за счет вторичной электронной эмиссии выражение (1) перезаписывается следующим образом:

$$\frac{dZ_d}{dt} = -(I_e + I_i + I_s), \quad (3)$$

где I_e, I_i - потоки электронов и ионов соответствующей функции распределения скоростей частиц, тогда как поток вторичной электронной эмиссии определяется выражением:

$$I_s = 3.7 \delta_m 2\sqrt{2\pi} a^2 n_e v_{Te} \exp\left(\frac{\phi_s e}{k_B T_e}\right) F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right), \quad (4)$$

здесь функция $F_{5,B} = F_{5,B}(x)$ задана в интегральном виде:

$$F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp(-xu^2 - u) du, \quad (5)$$

и нижний предел определяется положительным квадратом $B^2 = 4e\phi_s / E_m$. Надо отметить, что так как объектом исследования является космическая пылевая плазма, мы рассматриваем случай, когда $\phi_s < 0$.

Таким образом выражение (3) для максвелловского распределения имеет вид:

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(-z) - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau) - \beta \exp(-z) \right], \quad (6)$$

для каппа- распределения:

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[A \left(B - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z\tau(\kappa - 1) \right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) - \beta \exp(-z) \right], \quad (7)$$

$$A = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)}, \quad B = \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z \right)^{\kappa - 1}},$$

здесь $\beta = 3.7 \delta_m F_{5,B} \left(\frac{E_m}{4k_B T_e} \right)$. В работах, где исследуется зарядка пылевых частиц вторичной электронной эмиссией, значение коэффициента вторичной эмиссии берется как $\delta_m = 15$, а отношение $\frac{E_m}{k_B T_e} \simeq 180$, данные значение были использованы и в данной работе.

Результаты учета вторичной электронной эмиссии показывают (рис. 10.2), что время зарядки не меняется с увеличением параметра каппа, а параметр заряда уменьшается с увеличением параметра каппа.

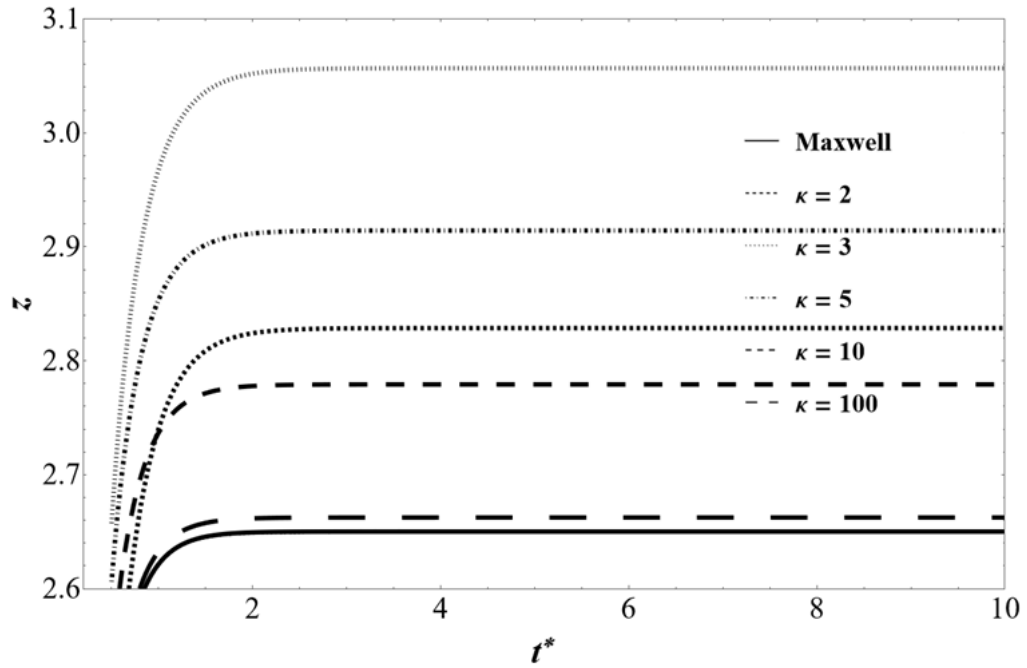


Рисунок 10.2 - Абсолютная величина безразмерного заряда с учетом вторичной электронной эмиссии как функция безразмерного времени для плазмы гелия при $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 2$.

За счет эффекта фотоэмиссии при облучении пылевых частиц в плазме потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности, пылевые частицы могут приобретать положительный заряд [13, 14]. Так как характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, фотоны с энергией меньше 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ. От свойств источника излучения, материала частиц, а также знака их заряда зависит величина потока эмитированных электронов и выражается следующим образом [14]:

$$I_{pe} = 4\pi a^2 Y_p J_p \begin{cases} 1, \varphi_s < 0 \\ \exp\left(-\frac{e\varphi_s}{k_B T_p}\right), \varphi_s > 0 \end{cases} \quad (8)$$

здесь J_p – плотность потока фотонов, Y_p – квантовый выход материала пылевых частиц. А выражение (6) с учетом потока фотонов для максвелловского распределения записывается следующим образом:

$$\frac{dz}{dt'} = \left[(1 - z\tau) - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (9)$$

для каппа- распределения:

$$\frac{dz}{dt'} = \left[\frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) - z\tau(\kappa - 1)\right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (10)$$

где $\alpha = \sqrt{2\pi} \frac{Y_p J_p}{n_e v_{Te}}$, безразмерное время: $t' \rightarrow \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{De}}\right) t$, $\lambda_{De} = \sqrt{k_B T_e / 4\pi e^2 n_e}$ -

дебаевский радиус, $\omega_{pe} = \frac{v_{Te}}{\lambda_{De}}$ - плазменная частота.

На рисунке 10.3 представлены результаты исследования зарядки пылевых частиц за счет фотоэлектронной эмиссии частиц для плазмы аргона. Параметр квантового выхода материала брался как $Y_p=0.5$, а концентрация электронов $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Безразмерное время зарядки увеличивается с увеличением параметра каппа, и наоборот с увеличением параметра каппа уменьшается абсолютная величина безразмерного заряда z .

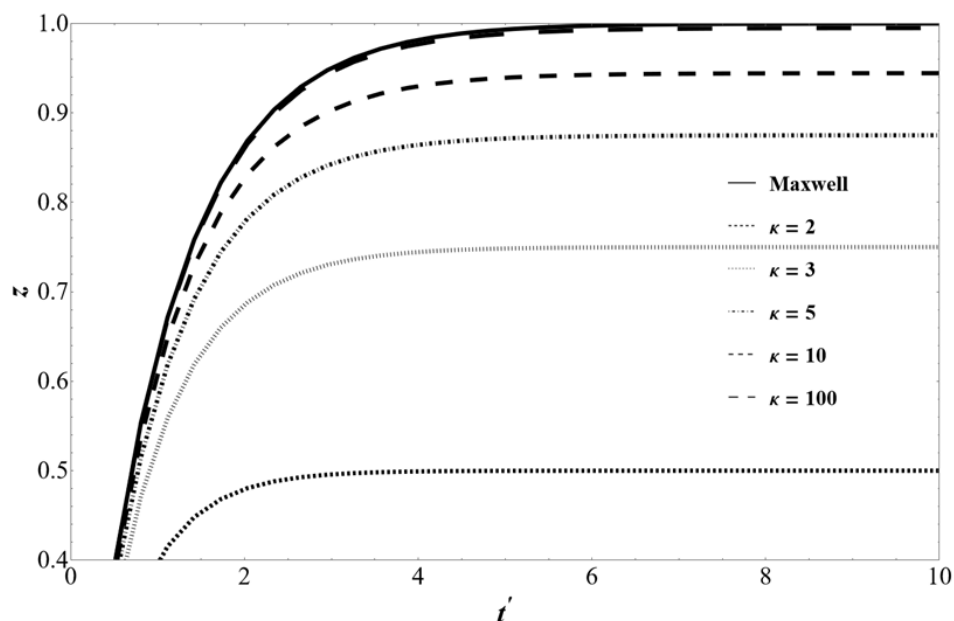


Рисунок 10.3 - Абсолютная величина безразмерного заряда с учетом фотоэлектронной эмиссии как функция безразмерного времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goertz C.K. // Rev. Geophys. 1989. Vol. 27. № 2. P. 271–292.
2. Taylor S., Lever J. H., Burgess K., Stroud R. M., Brownlee D. E., Nittler L., Bardyn A., Conel M., Alexander O.D., Farley K. A., Treffkorn J., Messenger S., Wozniakiewicz P. J. // Meteoritics and Planetary Science. 2020. 55 (5). P.1128-1145.
3. Gainsforth Z., Westphal A. J., Butterworth A. L., Jilly-Rehak C. E., Brownlee D. E., Joswiak D. J., Ogliore R. C., Zolensky M. E., Bechtel H. A., Ebel D. S., Huss G. R., Sandford S. A., and White A. J. // Meteoritics and Planetary Science. 2019. 54(5). P. 1069-1091.
4. Elphic R.C., Delory G.T., Butler P. H., Mahaffy P.R., Horanyi M., Colaprete A., Benna M., Noble S.K. // Space Sci. Rev. 2014. 185. P. 3–25.
5. Fortov V.E., Nefedov A.P., Vaulina O.S., Petrov O. F., Dranzhevski I. E., Lipaev A. M., and Semenov Y.P. // New J. Phys. 2003. Vol. 5. 102.
6. Hellberg M. A., Mace R. L., Baluku T. K., Kourakis I., and Saini N. S. // Phys. Plasmas. 2009. 16. P. 094701.
7. Ziebell L. F., Gaelzer R. and Simões Jr. F. J. R. // J. Plasma Phys. 2017. 83. P. 905830503.
8. Baluku T. K. and Hellberg M. A. // Phys. Plasmas. 2012. 19. P. 012106
9. Tang X., Delzanno G. // Phys. Plasmas. 2014. 21. P. 123708.
10. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. // УФН. 2004. том 174. №5. С. 495–544
11. Морфилл Г. Е., Цытович В. Н., Томас Х. // Физика плазмы. 2003. Том 29. №1. С. 3–36.
12. Havnes O. // Geophys. Res. 1987. 92. P. 2281.
13. Rosenberg M., Mendis D. A., Sheehan D. P. // IEEE Trans. Plasma Series. 1996. 24. 1422.
14. Goree J. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. 3. P. 400-406.

