

Лекция 9

Зарядка микрочастиц в пылевой плазме

Цель лекции: Описать процессы зарядки пылинок в плазме

Известно, что большая часть космической плазмы представляет собой плазму с конденсированной дисперсной фазой. Такую плазму часто называют пылевой плазмой [1]. В межзвёздном пространстве пыль везде встречается вместе с газом. На её долю приходится примерно один процент массы газа. Интерес к изучению непосредственно космических пылевых частиц растёт ежегодно. Межпланетная пыль регулярно собирается бортовыми коллекторами в стратосфере Земли [2]. Более того, в 2006 году была организована миссия НАСА Stardust («Звездная пыль»), осуществившая сбор и доставку капсулы с образцами частиц из окрестностей ядра кометы 81P/Wild 2 на Землю [3]. Примером повышенного интереса к пылевой плазме в космосе может также служить история наблюдения лунной пыли. В недавней американской миссии LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer — «исследователь лунной атмосферы и пылевой среды») [4] проводились наблюдения за лунной пылью с орбиты космического модуля. Следует также упомянуть, что на протяжении уже почти двадцати лет международной группой исследователей, в которую входят и казахстанские ученые, проводятся эксперименты с пылевой плазмой в условиях микрогравитации на борту Международной космической станции (МКС) [5].

Измерения, выполненные космическими аппаратами, показали, что отклонение от равновесного распределения частиц часто обнаруживается в солнечном ветре, в плазме планетарных магнитосфер и некоторых других астрофизических объектах из-за присутствия частиц высоких энергий [6,7]. В большинстве случаев распределение имеет степенной хвост в области высоких энергий и лучше всего имеющимся эмпирическим данным соответствует так называемое семейство κ (каппа) – распределений. В настоящее время оно уже нашло интересные применения в пылевой космической плазме. Например, в работе [8] были исследованы пыле- акустические солитоны в пылевой плазме с κ -распределенными ионами.

Одной из важных задач в области космической пылевой плазмы является исследование зарядки пылевых частиц. Размеры пылевых частиц, входящих в состав космической плазмы, составляют от доли до нескольких микрометров, благодаря чему частицы могут приобретать очень большие статические электрические заряды за счет потоков ионов и электронов на их поверхность. В случае учета эмиссионных процессов пылинки могут заряжаться положительно. Данные механизмы зарядки могут быть приложены как отдельно, так и в различных комбинациях. Целью данной работы является исследование процесса зарядки пылевых частиц в космической неравновесной плазме с учетом различных механизмов зарядки. Для описания процесса зарядки пылинок широко применяется метод ограниченного орбитального движения, так называемое приближение OML (orbit motion limited). В уравнениях, полученных на основе этого метода, было использовано равновесное распределение Максвелла. Мы использовали приближение ограниченного орбитального движения (orbit motion limited (OML)) с учетом κ -распределения. Получены выражения для потоков электронов и ионов на основе κ -распределения, получена зависимость приведенного заряда пылевой частицы от параметров системы.

Модель приближения ограниченного орбитального движения (orbit motion limited (OML) theory) [9] позволяет из законов сохранения энергии и момента импульса

определить сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей. Применимость метода обычно выражается следующим условием:

$$a \ll \lambda_D \ll l_{i(e)}, \quad (1)$$

где λ_D - длина экранирования плазмы (радиус Дебая), $l_{e(i)}$ - длина свободного пробега электронов (ионов), a - радиус частицы. Также подразумевается, что другие пылевые частицы не оказывают влияния на движение электронов и ионов в ее окрестности.

В приближении OML считается, что электроны и ионы поглощаются в том случае, если их траектории пересекают поверхность пылевой частицы или касаются ее. Тогда сечения поглощения, зависящие от их скоростей, имеют следующий вид:

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2} \right), & \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2} > -1, \\ 0, & \frac{2e\varphi_s}{m_e v^2} < -1, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_i(v) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\varphi_s}{m_i v^2} \right),$$

где $m_{e(i)}$ - масса электронов (ионов), а v - скорости электронов и ионов относительно пылевой частицы, φ_s - связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы, k_B - постоянная Больцмана. В рамках приближения ограниченного орбитального движения $\sigma_e(v)$ и $\sigma_i(v)$ не зависят от конкретной формы распределения электрического потенциала в окрестности пылевой частицы. Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функциями распределения частиц по скоростям $f_{e(i)}(v)$:

$$I_{e(i)} = n_{e(i)} \int v \sigma_{e(i)}(v) f_{e(i)}(v) d^3v, \quad (3)$$

где $n_{e(i)}$ - концентрация электронов (ионов). Выражение для максвелловского распределения плазменных частиц по скоростям:

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (4)$$

Каппа-распределение плазменных частиц по скоростям записывается следующим образом:

$$f_{e(i)}(v) = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\pi^{3/2} \theta^3} \frac{1}{\kappa^{3/2} \Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-\kappa-1}, \quad (5)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{2\kappa-1}{\kappa}} v_{Te(i)},$$

где $v_{Te(i)} = \sqrt{k_B T_{e(i)} / m_{e(i)}}$ обозначает тепловую скорость электронов (ионов), κ -спектральный индекс, $T_{e(i)}$ - температура электронов (ионов) .

Стоит отметить, что при $\kappa \rightarrow \infty$ каппа-распределение стремится к распределению Максвелла, что и можно наблюдать из рисунка 1. Распределения скоростей представлены в безразмерном виде $f[v^*] = f_e(v^* = \frac{v}{v_{Te}}) \cdot v_{Te}^3$.

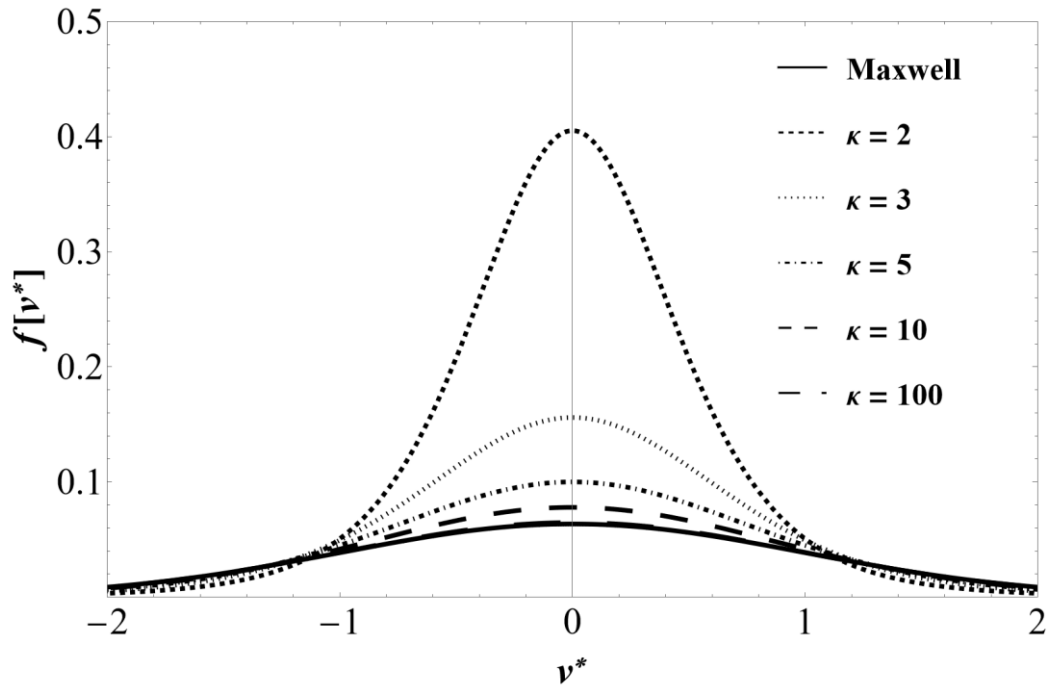


Рисунок 9.1 – Максвелловское и κ - распределения при разных значениях κ

Интегрирование (3) с учетом (2), (4) дает следующие выражения для потоков ионов и электронов:

$$I_e = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \exp\left(-\frac{e|\varphi_s|}{k_B T_e}\right), \quad (6)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \exp\left(1 + \frac{e|\varphi_s|}{k_B T_i}\right), \quad (7)$$

В настоящей работе получены выражения для потоков электронов и ионов на основе κ -распределения, которые записываются следующим образом:

$$I_{\kappa e} = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa-\frac{1}{2}}}{\kappa(\kappa-1)} \frac{1}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\varphi_s|}{k_B T_e}\right)^{\kappa-1}}, \quad (8)$$

$$I_{\kappa i} = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa-\frac{1}{2}}}{\kappa(\kappa-1)} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\varphi_s|}{k_B T_i}(\kappa-1)\right). \quad (9)$$

Стационарный потенциал поверхности (заряд) пылевой частицы определяется равенством потоков ионов и электронов, поглощаемых частицей:

$$I_e = I_i, \quad (10)$$

Вводим следующие безразмерные параметры, которые широко используются в разных работах [10, 11]:

$$\begin{aligned} z &= \frac{|Z_d| e^2}{a k_B T_e}, \\ \tau &= \frac{T_e}{T_i}, \\ \mu &= \frac{m_e}{m_i}, \end{aligned} \quad (11)$$

здесь z - абсолютная величина заряда частицы в единицах $a k_B T_e / e$ (в дальнейшем просто приведенный заряд), Z_d - зарядовое число пылевой частицы (заряд, выраженный в единицах элементарного заряда e), τ и μ - отношения температур и масс электронов и ионов, соответственно. Надо отметить, что в обычной газоразрядной плазме отношение температур $\tau \gg 1$

($\tau \sim 10-100$), абсолютная величина заряда $z \geq 1$ и конечно, $\mu \ll 1$. В таблице 1 представлены параметры реальных плазм в космосе и в экспериментальных установках

Таблица 1. Типичные параметры пылевой плазмы

в межзвёздном пространстве						
	$n_e, \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ K}$	$n_d, \text{ см}^{-3}$	$a, \text{ мкм}$	$\mu = \frac{m_e}{m_i}$	$\tau = \frac{T_e}{T_i}$
Межзвездное облако	$10^{-4} - 10^{-3}$	$10 - 20$	$10^{-7} - 10^{-6}$	0.1-0.5	$10^{-5} - 10^{-4}$	1-100
Зодиакальный пылевой диск	1-10	$10^4 - 10^5$	$10^{-12} - 10^{-11}$	1-10		
комета Хейли	$10^2 - 10^4$	$10^3 - 10^4$	$10^{-6} - 10^{-3}$	0.1-10		
в Е кольце, F кольце и в спице Сатурна						
Е кольцо	10-20	$10^5 - 10^6$	$10^{-7} - 10^{-6}$	0.1-0.5	$10^{-5} - 10^{-4}$	1-100
F кольцо	10-20	$10^5 - 10^6$	1-10	1-10		
спицы Сатурна	0.1-100	$10^4 - 10^5$	0.5-1.5	0.5-1.5		
в экспериментальных устройствах						
разряды постоянного тока	$10^9 - 10^{10}$	$10^4 - 10^5$	$10^3 - 10^4$	1-5 (Al) 60-65 (glass)	$10^{-5} - 10^{-4}$	1-100
ВЧ разряды	$10^9 - 10^{10}$	$10^4 - 10^5$	$10^5 - 10^6$	5-10 (SiO2)		

Выражения (6), (7) для потоков электронов и ионов распределения Максвелла в безразмерном виде записываются как:

$$I_e[z] = \frac{I_e \cdot a_0}{\nu_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \exp(-z), \quad (12)$$

$$Ii[z] = \frac{I_i \cdot a_0}{\nu_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1+z\tau), \quad (13)$$

для каппа- распределения:

$$Ie[z] = \frac{I_{ke} \cdot a_0}{\nu_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)^{\kappa-\frac{1}{2}}}{\kappa(\kappa-1)} \frac{1}{\left(\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)+z\right)^{\kappa-1}}, \quad (14)$$

$$Ii[z] = \frac{I_{ki} \cdot a_0}{\nu_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{\left(\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)+z\tau(\kappa-1)\right)}{\kappa(\kappa-1)\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (15)$$

где $a^* = \frac{a}{a_0}$ - отношение радиуса пылевых частиц к среднему расстоянию между

частицами $a_0 = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$. Для частицы с радиусом $a = 1 \mu\text{м}$ и $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$,

$a^* \approx 10^{-1}$, а параметр $n^* = \frac{n_e}{n_i}$ является отношением концентраций электронов и

ионов. На рисунке 2 представлена зависимость потоков электронов и ионов от параметра z . Результаты показывают схожее поведение с результатами, полученными на основе функции Максвелла распределения при $\kappa \rightarrow \infty$.

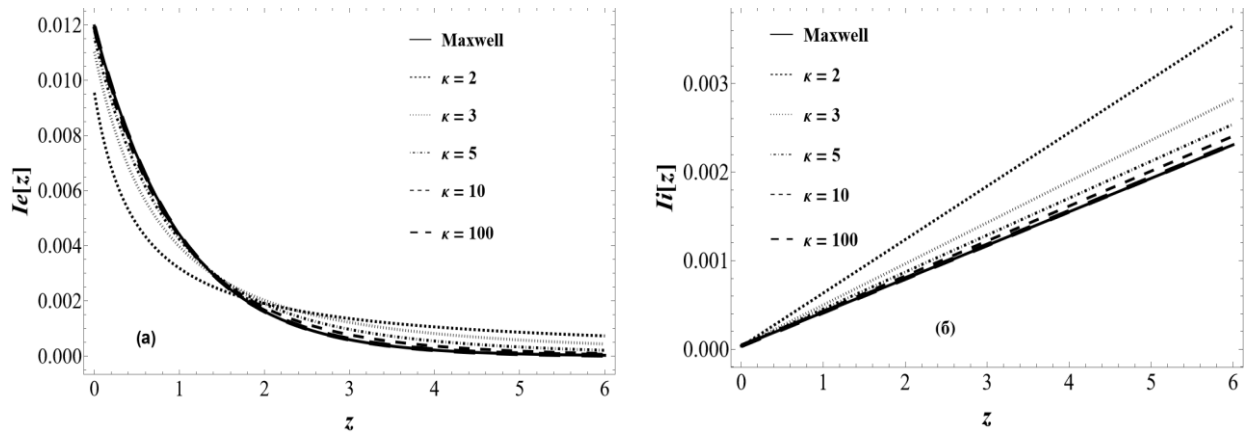


Рисунок 2 –Зависимость потоков электронов (а) и ионов (б) от параметра z для разных значений параметра каппа

С учетом безразмерных переменных и выражений для потоков ионов и электронов уравнение (10) для распределения Максвелла может быть переписано в виде:

$$\exp(-z) = \frac{n_e}{n_i} \left(\frac{\mu}{\tau} \right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (16)$$

Если переписать уравнение (10) для потоков электронов и ионов с учетом κ (каппа) – распределения, получим следующее выражение:

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z \right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + \tau z (\kappa - 1) \right) = \frac{n_e}{n_i} \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\kappa}. \quad (17)$$

Для уединенной частицы условие квазинейтральности имеет вид $n_i = n_e$. Тем самым величину безразмерного параметра z определяют фактически отношения температур электронов и ионов плазмы, а также род газа (отношение масс электронов и ионов).

Абсолютная величина безразмерного заряда уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и ионов и как функция отношения масс электронов и ионов представлена на рисунке 3. Данные результаты получены с помощью выражений (16) и (17), на основе распределения Максвелла и каппа-распределения, соответственно. Заряд частицы уменьшается с увеличением как отношения температур, так и отношения масс электронов и ионов.

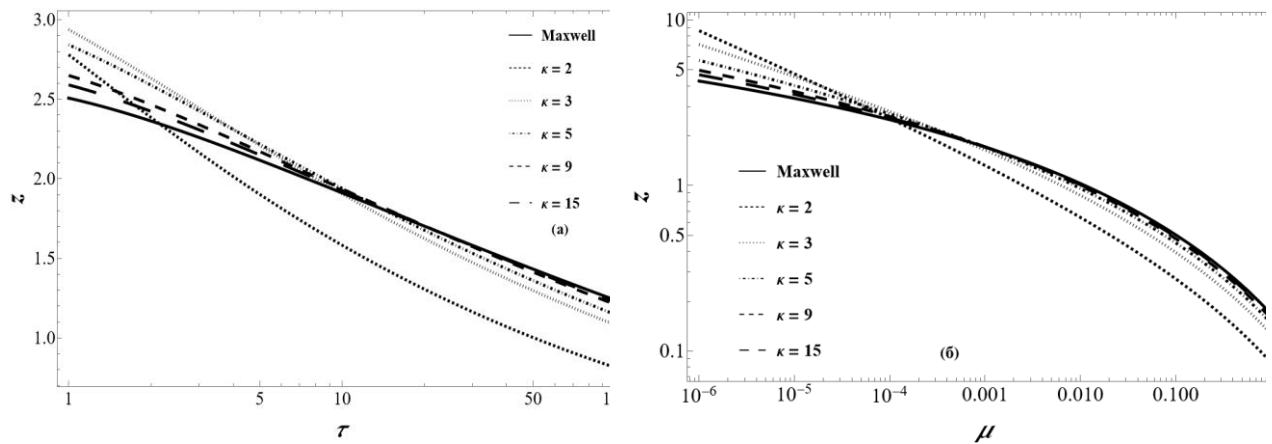


Рисунок 3 - Абсолютная величина безразмерного заряда уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и ионов (а) при $\mu=10^{-4}$ и отношения масс электрона и иона (б) при $\tau=10$

Выражения (16) и (17) получены для уединенных частиц в плазме. Однако, концентрация пылевых частиц может сильно влиять на заряд частиц. За счет ухода заметной части свободных электронов на соседние пылевые частицы, уменьшается их потенциал и заряд по абсолютной величине. Для учета данного обстоятельства и считая условие (1) выполненным, используя выражения для потоков электронов и ионов (12) - (15), учитывая в них вклад пылевой компоненты в зарядовый состав плазмы, условие квазинейтральности записывается:

$$n_e = n_i + Z_d n_d \quad (18)$$

И вместо уравнений (16) и (17) выражения для определения равновесного потенциала записываются для максвелловского и каппа распределения следующим образом:

$$\exp(-z) = (1 + P) \left(\frac{\mu}{\tau} \right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (19)$$

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z \right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + \tau z (\kappa - 1) \right) (1 + P) = \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\kappa}. \quad (20)$$

где параметр $P = |Z_d| \frac{n_d}{n_e}$ - определяет отношение плотностей заряда пылевой и электронной компонент и называется параметром Хавнеса [12]. Вычисленный при $P \ll 1$ заряд соответствует заряду уединенной частицы, а при $P > 1$ он существенно уменьшается по абсолютной величине, что и можно наблюдать из рисунка 4, построенного на основе уравнений (19) и (20) для $\kappa = 5$. Более подробно данную зависимость для разных значений параметра каппа можно наблюдать на рисунке 5.

Для получения зависимости приведенного заряда от времени используется уравнение [11]:

$$\frac{dZ_d}{dt} = \sum_j I_j(t), \quad (21)$$

где суммирование производится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмитируемых пылевой частицей, взятым с соответствующим знаком. Стационарный заряд пылевых частиц определяется выражением:

$$\frac{dZ_d}{dt} = 0. \quad (22)$$

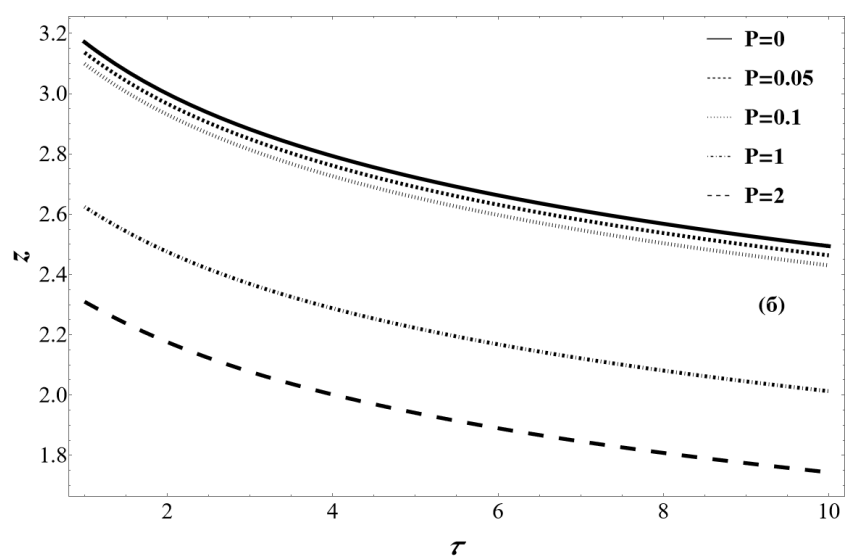
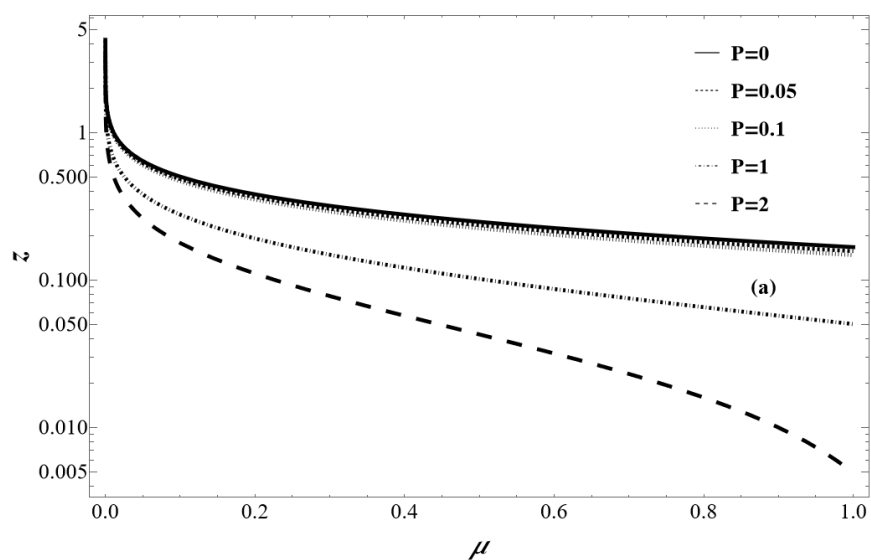


Рисунок 4- Абсолютная величина безразмерного заряда как функция отношения масс (а) при $\tau=10$, и как функция отношении температур электронов и ионов (б) при $\mu=10^{-4}$ с учетом параметра Хавнеса для каппа-распределения

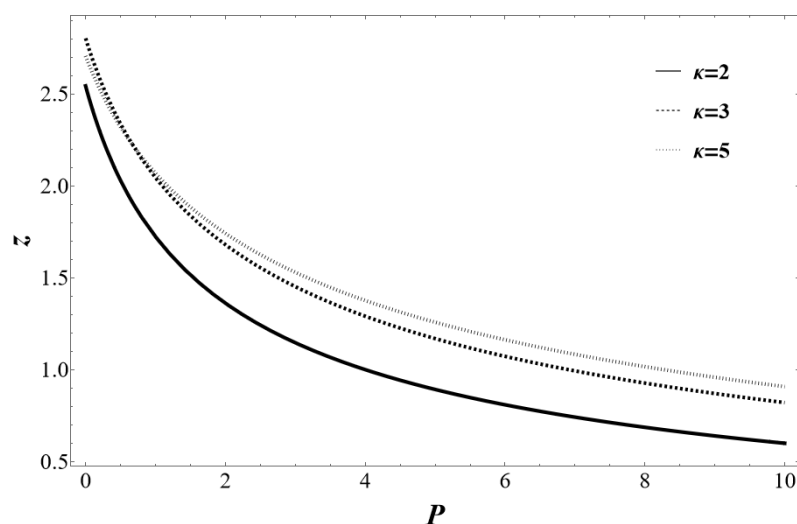


Рисунок 5 - Абсолютная величина безразмерного заряда в зависимости от параметра Хавнеса при $\mu=10^{-4}$, $\tau=10$

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.