

М. Мырзали^{1,2} , Р.У. Машеева^{2,3*} , М.Н. Джумагулов² 

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г.Алматы

²Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г.Алматы

³Вигнеровский исследовательский центр Вигнера для физиков, Венгрия, г.Будапешт

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

ЗАРЯДКА МИКРОЧАСТИЦ ПЛАЗМЫ ПОТОКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ С КАППА-РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

В работе исследована актуальная проблема зарядки пылевых частиц в неравновесной плазме с учетом каппа – распределения частиц. Получены уравнения для описания зарядки пылевых частиц на основе каппа распределения с учетом столкновений частиц плазмы, приводящей к перезарядке ионов. Рассматривается переход из тонкой бесстолкновительной области $l_{i(e)} \ll a$ вокруг пылинки к более широкой области $l_{i(e)} \gg a$ с предположением, что $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ и $a \ll \lambda_D$, где $l_{i(e)}$ – длина свободного пробега иона (электрона), a – радиус пылинок, λ_D – длина экранировки. Предполагается также, что вблизи пылинки не происходит ионизация и рекомбинация. Построенная с учетом данных предположений аналитическая модель используется для исследования зарядки пылевых частиц неравновесной пылевой плазмы. Выражения для потоков ионов и электронов на поверхность пылевых частиц выводятся на основе каппа распределения и сравнены с результатами других авторов, полученных на основе Максвелловского распределения. На основе баланса потоков электронов и ионов получен заряд пылевых частиц. Поведение плотности ионов и электронов в окрестности пылинок кратко анализируется.

Ключевые слова: зарядка пылевых частиц, поток частиц, столкновительный режим, неравновесная плазма.

M. Myrzaly^{1,2}, R.U. Masheyeva^{2,3*}, M.N. Jumagulov²

¹Al-Farabi Kazakh National university, IETP, Kazakhstan, Almaty

²Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

³Wigner Research Center for Physicists, Hungary, Budapest

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Charging plasma microparticles by electron and ion fluxes with kappa distribution in collisional mode

This work investigates the current problem of charging dust particles in nonequilibrium plasma, taking into account the kappa distribution of particles. Equations are obtained to describe the charging of dust particles based on the kappa distribution, taking into account collisions of plasma particles leading to ion charging. The transition from a thin collisionless region $l_{i(e)} \ll a$ in the environment of a dust grain to a wider region $l_{i(e)} \gg a$ is considered with the assumption that $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ and $a \ll \lambda_D$, where $l_{i(e)}$ is the mean free path of the ion (electron), a is the radius of the dust grains, and λ_D is the screening length. It is also assumed that ionization and recombination do not occur near a dust grain. An analytical model constructed with taking into account these assumptions is used to study the charging of dust particles in nonequilibrium plasma. Expressions for the fluxes of ions and electrons on the surface of dust particles are derived based on the kappa distribution and compared with the results of other authors obtained based on the Maxwellian distribution. Based on the balance of electron and ion fluxes, the charge of dust particles was obtained. The behavior of ion and electron densities in the vicinity of dust grains is briefly analyzed.

Keywords: charging of dust particles, particle fluxes, collision mode, nonequilibrium plasma

М. Мырзәлі^{1,2}, Р.У. Машеева^{2,3*}, М.Н. Джумагулов²

¹әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

²Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық зерттеу техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Вигнер атындағы физиктерге арналған зерттеу орталығы, Венгрия, Будапешт қ.

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Плазма бөлшектерімен соқтығысуды ескеретін режимде бөлшектердің таралуы каппа таралу болатын электрондық және ион ағынымен плазмалық тозаңды бөлшектердің зарядталуы

Бұл ұсынған жұмыста бөлшектердің каппа таралуын ескере отырып, тепе-теңдіксіз плазмасында тозаңды бөлшектердің зарядталу процесі зерттелді. Иондардың қайта зарядталуына әкелетін плазма бөлшектерінің соқтығысуын ескере отырып каппа таралуы негізінде тозаңды бөлшектердің зарядтарын сипаттау үшін теңдеулер алынды. Жұмыста тозаңды бөлшектің айналасындағы жұқа соқтығыспайтын аймақтан $l_{i(e)} \ll a$ кеңірек аймаққа өтуі $l_{i(e)} \gg a$ қарастырылған, ол үшін $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ және $a \ll \lambda_D$ деп шартталады, мұнда $l_{i(e)}$ – ионның (электронның) орташа еркін жүру жолы, a – тозаңды бөлшектердің радиусы және λ_D – экрандалу ұзындығы. Сондай-ақ, иондану және рекомбинация процестері тозаңды бөлшектердің айналасында болмайды деп шартталады. Осы болжамдар ескеріліп құрастырылған аналитикалық модель тепе-тең емес кеңістіктегі тозаңды плазма бөлшектерінің зарядталуын зерттеу үшін пайдаланылады. Тозаңды бөлшектердің бетіндегі иондар мен электрондар ағынының өрнектері каппа таралу негізінде шығарылды және тағыда Максвелл таралымы негізінде алынған басқа авторлардың нәтижелерімен салыстырылды. Электрон және ион ағындарының тепе-теңдігі негізінде тозаңды бөлшектердің заряды алынды. Тозаңды бөлшектердің айналасындағы иондар мен электрондардың тығыздығы қысқаша талданады.

Түйін сөздер: тозаңды плазма заряды, бөлшектердің ағыны, соқтығысу режимі, тепе-тең емес плазма.

Введение

Пылевая плазма представляет собой комплексную систему ионизированных газов, включая электроны, ионы и заряженные пылинки, обычно размером микрометра или субмикрометра. Данный вид плазмы широко распространен в космосе, включая планетарные кольца, хвосты комет, межпланетное пространство и межзвездные облака, а также встречается в плазменных установках, например, в пристеночной области энергетических реакторов, в том числе и токамаков.

Исследования, проведенные космическими аппаратами, подтверждают отклонения от Максвелловского распределения, особенно в области высоких энергий, в этих астрофизических объектах [1]. Эмпирические данные позволяют утверждать, что распределение частиц, в частности, имеет "супратермальный" степенной хвост при высоких энергиях. Семейство k (каппа)-распределений представляет собой одно из возможных математических описаний таких явлений. В таблице, представленной в работе [2], приведены характеристики различных видов космической плазмы, включая значения плотности n , температуры T и спектрального

индекса k . Эти параметры позволяют оценить, насколько система далека от теплового равновесия. Таким образом, учет k -распределения в анализе процессов в космической плазме становится важным, поскольку он учитывает необычные термодинамические свойства, которые могут иметь влияние на поведение системы.

В плазме токамака k -распределение было использовано для устранения расхождений между экспериментами и теорией, основанной на использовании максвелловской функции распределения [3]. Было, например, показано, что, когда радиочастотные волны применяются для нагревания или возбуждения неиндуктивных токов в намагниченной плазме, вызванное волнами ускорение частиц приводит к распределениям в пространстве скоростей, которые имеют энергетические хвосты. Такие важные проблемы, как циклотронный нагрев и волновой резонанс с убегающими (или сверхтепловыми) электронами, были рассмотрены в работах [4,5] с помощью k -распределения.

С учетом выше сказанного каппа-распределение нашло широкое применение как в космической, так и в лабораторной плазме. Так, например, в нашей предыдущей работе [6] был

исследован процесс зарядки пылевых частиц на основе каппа-распределения с помощью модели – приближения ограниченного орбитального движения (OML), при этом исследования проводились с учетом различных методов зарядки пылевых частиц. Результаты этой работы сопоставлены с результатами работы [7], где использовалось Максвелловское распределение частиц. Обе работы обнаружили, что заряд пылевой частицы зависит только от температуры и отношения масс электронов и ионов. Важно отметить, что, в отличие от электронов или ионов, заряд пылевых частиц не является фиксированным и зависит от параметров окружающей плазмы, что приводит к интересным явлениям во временной эволюции заряда пыли. А приближение ограниченного орбитального движения (OML) для описания зарядки пылевой частицы справедливо для сильно разреженной плазмы при бесстолкновительном движении электронов и ионов [8-10]. И в данном методе средняя длина свободного пробега ионов (электронов) $l_{i(e)}$ намного превышает масштаб возмущений плазмы λ_D . А другой метод исследования зарядки пылевых частиц теория радиального дрейфа применяется, когда температура ионов нулевая [11-12].

Но, когда длина масштаба возмущений плазмы увеличивается, становится важным рассмотрение столкновений ионов, даже при больших значениях отношения длины свободного пробега ионов к масштабу возмущений плазмы l_i/λ_D (когда длина свободного пробега ионов большая). Эти столкновения оказывают влияние на поток ионов, направленный на поверхность пылевой частицы. Теоретические исследования показывают [12-13], что при редких столкновениях увеличивается поток ионов, направленный на пылевые частицы. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению абсолютной величины заряда этих частиц. Эти результаты теории были подтверждены серией экспериментов, проведенных в работах [14] и [15]. Когда длина свободного пробега ионов намного меньше масштаба возмущений плазмы $l_i \ll \lambda_D$, при предельном случае высокой столкновительной способности, происходит переход к ограниченному по подвижности гидродинамическому режиму описания зарядки пылевых частиц, что было исследовано в работах [7], [8] для равновесной системы. В приведенных исследованиях рассматривается переход от тонкой бесстолкновительной области $l_{i(e)} \ll a$, охватывающей пылевую частицу, к более

широкой зоне $l_{i(e)} \gg a$ в ее окружении. При этом предполагается, что длина свободного пробега ионов (или электронов) и радиус пылевой частицы намного меньше длины экранировки, соответственно: $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ и $a \ll \lambda_D$, где $l_{i(e)}$ – длина свободного пробега иона (электрона), a – радиус пылинок, λ_D – длина экранировки. Предполагается также, что ионизация и рекомбинация не происходит вблизи пылинки. На основе этих предположений была разработана аналитическая модель для описания процессов зарядки пылевых частиц. При обычных условиях для плазмы, в которой происходит разряд, важное воздействие на поток ионов (электронов), собираемых пылинкой, проявляется в том случае, когда частицы начинают сталкиваться друг с другом, и их свободный пробег становится меньше значения $10\lambda_D$. Это явление имеет существенное значение для плавающего потенциала зарядки пылинки. Учет таких столкновений частиц окружающей среды (газа) может представлять интерес для газовых разрядов среднего и высокого давления $p \geq 100$ Па, плазмы в термоядерных устройствах [16], ядерно-индуцированной плазмы, [17], [18] и для несамостоятельных разрядов в мощных газовых лазерах [19], в некоторых объектах космической плазмы.

В данной работе проводится исследование влияния бесстолкновительного слоя между поверхностью пылинки и окружающей плазмы на процесс зарядки пылевых частиц, для данной цели используется аналитическая модель, предложенная в работе [20]. Согласно данной модели, окружение пылинки $a < r < a + l_{i(e)}$ описывается как бесстолкновительный слой, в то время как за его пределами используется $r > a + l_{i(e)}$ дрейфово-диффузионное приближение для ионов (электронов). Метод используется для исследования зарядки пылевых частиц на основе распределения каппа с учетом столкновений окружающей среды (электронов/ионов). Как и в работе [20] не рассматриваются процессы ионизации и рекомбинации. В работе получены приближенные алгебраические уравнения для потоков ионов и электронов, для заряда пылинок, и уравнения для плотности ионов и электронов с предположением, что $a \ll \lambda_D$ и $l_{i(e)} \ll \lambda_D$, но отношение свободной длины пробега к размеру частицы, $l_{i(e)}/a$, может быть произвольным. Особенностью этой работы является использование каппа распределения частиц при анализе процессов зарядки пылевых частиц.

Методы исследования

Прежде чем приступить к описанию самой аналитической модели для исследования зарядки пылевых частиц остановимся на функции распределения частиц. Как известно, во многих работах по исследованию зарядки пылинок используется Максвелловское распределение скоростей частиц окружающей среды, которое имеет следующий вид:

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (1)$$

Однако, при рассмотрении космической пылевой плазмы необходимо использовать κ (каппа)-распределение, как уже упоминалось ранее. Данная функция задается следующим образом [2]:

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

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

где $v_{Te(i)} = \sqrt{k_B T_{e(i)} / m_{e(i)}}$ – обозначает тепловую скорость электронов (ионов), Γ – обозначает гамма-функцию. Известно, что при стремящемся спектральном индексе к бесконечности, $\kappa \rightarrow \infty$, каппа-распределение должно стремиться к Максвелловскому распределению частиц, что и видно на рисунке 1. Распределения скоростей представлены в безразмерном виде

$$f[v^*] = f_e\left(v^* = \frac{v}{v_{Te}}\right) \cdot v_{Te}^3.$$

Известно, что пылевые частицы заряжаются потоками ионов и электронов, которые падают на поверхность пылинок. Попавшие на поверхность частицы, электроны и ионы, поглощаются и рекомбинируют, а нейтральные частицы, которые появились при рекомбинации остаются на поверхности, либо возвращаются в плазму. При этом, если частицы остаются на поверхности пылинок, это может привести к росту размера пылевых частиц. Электроны двигаются быстрее ионов, поэтому поток электронов значительно больше, чем ионов, что приводит к отрицательному заряду пылевой частицы. Отрицательный заряд вызывает отталкивание электронов и притяжение ионов.

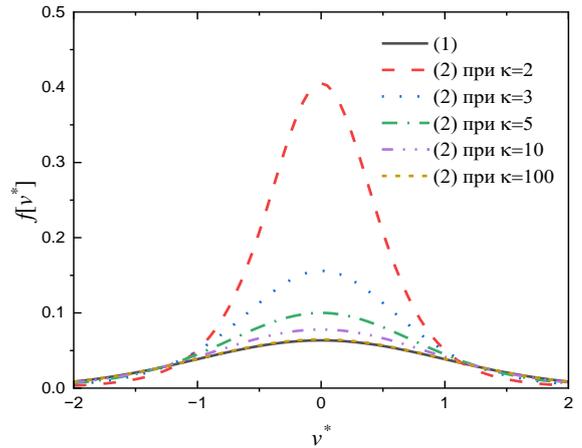


Рисунок 1 – Зависимость Максвелловского, безразмерного выражения (1), и каппа-распределений, безразмерного выражения (2), от скорости при разных значениях κ

Для исследования процесса зарядки пылевых частиц в плотной слабоионизированной плазме, такой, как космическая дрейфово-диффузионное приближение. Это приближение учитывает влияние столкновений частиц плазмы между собой. Таким образом, оно позволяет лучше понимать, как электроны и ионы взаимодействуют с пылевыми частицами, формируя их заряд, который растет, пока не достигнет равновесного уровня, после чего остается примерно постоянным, подвергаясь лишь небольшим флуктуациям. Используя данное приближение и учитывая сферическую симметрию рассматриваемой системы, после интегрирования уравнения неразрывности для плотности ионов (электронов) $n_{i(e)}$ получается [21]:

$$\frac{dn_{i(e)}}{dr} \pm \frac{en_{i(e)}}{T_{i(e)}} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)} r^2}, \quad (3)$$

где $T_{i(e)}, D_{i(e)}, I_{i(e)}$ – температура (энергия), коэффициент диффузии и поток на поверхность пылевых частиц (постоянная интегрирования), соответственно; φ – электрический потенциал. Учитывая, что заряд определяется из баланса потоков иона и электрона $I_i = I_e$, общее решение уравнения (3) записывается следующим образом:

$$n_{i(e)}(r) = \exp\left(\mp \frac{e\varphi}{T_{i(e)}}\right) \left[n_{i(e)}(r_0) \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r_0)}{T_{i(e)}}\right) + \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)}} \int_{r_0}^r \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r')}{T_{i(e)}}\right) \frac{dr'}{r'^2} \right], \quad (4)$$

где $r_0 \geq a$ – произвольный радиус. Обычно r_0 – это радиус, на котором задаются граничные условия. Если $l_i \ll a$, то гидродинамическое приближение справедливо вплоть до поверхности пылевых частиц и принято считать, что $r_0 = a$ и $n_{i(e)}(a) = 0$. Вблизи маленькой пылевой частицы ($a \ll \lambda_D$) имеется область $r < r_1$, где экранирование пренебрежимо мало, а потенциал можно аппроксимировать кулоновской формой вида:

$$\varphi(r) \cong -\frac{eZ_d}{r} + \varphi_c, \quad (5)$$

где $-eZ_d$ – отрицательный заряд пылевой частицы, φ_c – некоторая константа, возникающая за счет плазменного экранирования заряда пыли, в вакууме данная константа равна нулю, $\varphi_c = 0$. Для областей: $a < r < r_1$ и $a < r_o < r_1$ из уравнения (5) получается:

$$n_i(r) = \left[n_i(r_0) - \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i} \right] \exp\left[-z\tau a \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right] + \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i}, \quad (6)$$

$$n_e(r) = \left[n_e(r_0) + \frac{I_e}{4\pi azD_e} \right] \exp\left[za \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right] - \frac{I_e}{4\pi azD_e}, \quad (7)$$

где $z = e^2 Z_d / (T_e a)$ – безразмерный заряд пылинок и $\tau = T_e / T_i$ – отношение температур электронов к ионам. Из уравнений (6) и (7) видно, что из-за экспоненциальной зависимости от r величина $n_{i(e)}$ быстро приближается к почти постоянному значению, которое очень слабо зависит от r радиуса. Их следует связать с плотностью невозмущенной плазмы n_0 , что дает следующие выражения:

$$n_i(r_0) = \left[n_0 - \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i} \right] \exp\left[\frac{z\tau a}{r_0}\right] + \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i}, \quad (8)$$

$$n_e(r_0) = \left[n_0 + \frac{I_e}{4\pi azD_e} \right] \exp\left[-\frac{za}{r_0}\right] - \frac{I_e}{4\pi azD_e}. \quad (9)$$

Условия, при которых ионная (электронная) плотность $n_{i(e)}$ приближается к невозмущенному уровню n_0 .

Следующим шагом является определение r_0 и нахождение связи между $I_{i(e)}$ и $n_{i(e)}(r_0)$, $r_0 = r_{0i} = a + l_i$ для ионов и $r_0 = r_{0e} = a + l_e$ электронов также как в работе [20]. В бесстолкновительном слое $a < r < r_0$ вокруг пылинки предполагается потенциал кулоновской формы (5), $r_0 < r_1$.

Движение ионов и электронов в бесстолкновительном слое определяется законами сохранения энергии и импульса. Расстояние наибольшего приближения электрона иона к пылинке r_m можно рассчитать по формуле

$$\left(\frac{r_0}{r_m}\right)^2 \sin^2 \theta = 1 \pm \left(\frac{e^2 Z_d}{r_m} - \frac{e^2 Z_d}{r_0}\right) \frac{2}{mv^2}, \quad (10)$$

где m – масса иона (электрона), v – скорость иона (электрона) при $r = r_0$, θ угол между векторами \vec{v} и \vec{r}_0 . Ионы и электроны поглощаются пылевыми частицами при условии $r_m \leq a$. Это условие определяет максимальные прицельные параметры ионов (электронов) соответствующего сечения поглощения, которые имеют вид для ионов и электронов, соответственно:

$$\sigma_c^i = \begin{cases} \pi r_{0i}^2, v \leq v_i^* \\ \pi a^2 \left(1 + \frac{2e^2 Z_d l_i}{mv^2 a r_{0i}}\right), v > v_i^* \end{cases}, \quad (11)$$

$$\sigma_c^e = \begin{cases} 0, v \leq v_e^* \\ \pi a^2 \left(1 - \frac{2e^2 Z_d l_e}{mv^2 a r_{0e}}\right), v > v_e^* \end{cases}, \quad (12)$$

$$v_i^* = \sqrt{\frac{2e^2 Z_d a}{m_i r_{0i} (r_{0i} + a)}}, v_e^* = \sqrt{\frac{2e^2 Z_d l_e}{m_i r_{0e} a}}.$$

Потоки ионов (электронов) на пылевую частицу определяются путем интегрирования полученных сечений поглощения по соответствующим функциям распределения:

$$I_{i(e)} = n_{i(e)}(r_0) \int v \sigma_c^{i(e)}(v) f_{i(e)}(v) d^3 v, v_{T_{i(e)}} = \sqrt{\frac{T_{i(e)}}{m_{i(e)}}}. \quad (13)$$

Из (13) с учетом (11-12) и с учетом максвелевского распределения (1) поток ионов и электронов, соответственно записывается [20]:

$$I_e = 8\pi n_e(r_{0e})v_{T_e} a^2 \left[\exp\left(-\frac{zl_e}{r_{0e}}\right) \right]. \quad (15)$$

$$I_i = 8\pi n_i(r_{0i})v_{T_i} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \exp\left(-\frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})}\right) \right], \quad (14)$$

Но в случае учета каппа- распределения поток ионов и электронов имеет вид:

$$I_{\kappa i} = 8\pi n_i(r_{0i})v_{T_i} \frac{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \left(1 + \frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right)^{-\kappa+1} \right], \quad (16)$$

$$I_{\kappa e} = 8\pi n_e(r_{0e})v_{T_e} \frac{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)} \left[1 + \frac{zl_e}{r_{0e}\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right]^{-\kappa+1}. \quad (17)$$

Учитывая для ионов и электронов уравнения (8) и (9) и $D_{i(e)} = v_{T_{e(i)}} l_{i(e)}$:

$$I_i = \frac{4\pi n_0 z \tau a D_i \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right]}{\sqrt{2\pi} z \tau a l_i \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \exp\left(-\frac{za^2}{r_{0i}(a+r_{0i})}\right) \right]^{-1} + \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right] - 1}, \quad (18)$$

$$I_e = \frac{4\pi n_0 z a D_e}{\sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} z e^z + \exp\left(\frac{za}{r_{0e}}\right) - 1}, \quad (19)$$

$$I_{\kappa i} = \frac{4\pi a z \tau D_i n_0 \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right]}{\frac{\sqrt{2\pi} a z \tau D_i \Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)}{v_{T_i} \Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \left(1 + \frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right)^{-\kappa+1} \right]^{-1} + \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right] - 1}, \quad (20)$$

$$I_{\kappa e} = \frac{4\pi n_0 z a D_e \exp\left(-\frac{za}{r_{0e}}\right)}{\sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} z \frac{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)}{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{zl_e}{r_{0e}\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right]^{-\kappa+1}} - \exp\left(-\frac{za}{r_{0e}}\right) + 1}. \quad (21)$$

Результаты и обсуждение

При этом выражения (18) и (19) получены для Максвелловского, а (20) и (21) для каппа-распределения. И при спектральном индексе, стремящемся к бесконечности, выражения, полученные на основе каппа-распределения, должны стремиться к выражениям на основе Максвелловского распределения, что и видно на рисунке 2. На данном рисунке представлена зависимость потока электронов от параметра длины свободного пробега ионов, который является отношением длины свободного пробега ионов и радиуса пылевой частицы. Как видно из рисунка 2, с увеличением данного параметра увеличивается поток электронов до тех пор, пока, длина свободного пробега становится порядка радиуса пылинки. Далее, значение потока электронов не меняется. При этом с уменьшением параметра спектрального индекса значение потока меньше, что может быть объяснено тем, что высокоэнергичные электроны, обладая высокой скоростью, могут иметь достаточную кинетическую энергию, чтобы преодолеть потенциальные барьеры, создаваемые пылевыми частицами.

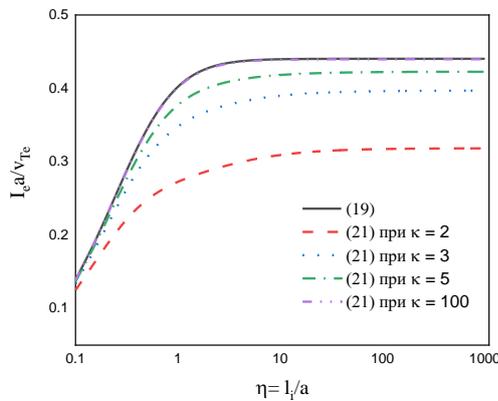


Рисунок 2 – Зависимость потока электронов от параметра длины свободного пробега ионов: (19) выражение для потока электронов, полученное на основе Максвелловского распределения, (21) выражение для потока электронов, полученное на основе каппа распределения

$$\begin{aligned} (v_{T_i} / v_{T_e}) \exp(z) = \exp\left(-\frac{z\tau}{1+\eta}\right) \left\{ (1+\eta)^2 - \eta(2+\eta) \exp\left(-\frac{z\tau}{(1+\eta)(2+\eta)}\right) \right\}^{-1} + \\ + \frac{1}{\sqrt{2\pi z\tau\eta}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{z\tau}{1+\eta}\right) - \tau \frac{D_i}{D_e} \left[\exp\left(\frac{z}{1+L\eta}\right) - 1 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Из равенства $I_{ke} = I_i$, то есть при равенстве потока электронов на основе каппа распределения и потока ионов на основе распределения

Максвелла можно получить следующее выражение:

Такие электроны могут быть настолько быстрыми, что не успевают быть захваченными пылевыми частицами в процессе столкновения, что приводит к тому, что при каппа-распределении заряд пылевых частиц меньше чем в случае Максвелловского распределения. В работе используется выражение для потока ионов, полученное только с учетом Максвелловского распределения. Важно отметить, что при стремлении параметра длины свободного пробега ионов к бесконечности $\frac{l_e}{a} \rightarrow \infty$, когда столкновения практически отсутствуют или являются крайне слабыми, выражения для потоков электронов и ионов, учитывающие как Максвелловское распределение (19), так и распределение с параметром каппа (21), стремятся к формулам, полученным в работе [7] для Максвелловского распределения и в нашей предыдущей работе [6] для распределения с параметром каппа (19) \rightarrow (22), (21) \rightarrow (23):

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Te} \exp(-z), \quad (22)$$

$$I_{ke} = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Te} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa-1}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1}}. \quad (23)$$

Данные выражения были получены на основе приближения ОМЛ, в котором столкновения частиц плазмы не учитываются.

Как уже выше было упомянуто, из равенства потоков электронов и ионов $I_e = I_i$, можно определить параметр заряда. Данный параметр в случае Максвелловского распределения частиц получен в работе [20] и имеет следующий вид:

Максвелла можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 & (v_{T_i} / v_{T_e}) \exp\left(\frac{z\tau}{1+\eta}\right) \frac{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1)}{\Gamma(\kappa+1) \sqrt{\kappa - \frac{3}{2}}} \left(1 + \frac{z\eta L}{\left(\frac{1}{\eta L} + 1\right) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)}\right)^{\kappa-1} = \\
 & = \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) \left((1+\eta)^2 - \eta(2+\eta) \exp\left(-\frac{z\tau}{(1+\eta)(2+\eta)}\right) \right)^{-1} + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2\pi z\tau\eta}} \left\{ \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) \exp\left(\frac{z\tau}{1+\eta}\right) - \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) + \frac{\tau D_i}{D_e} \left(\exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) - 1 \right) \right\}, \tag{25}
 \end{aligned}$$

где $L = \frac{l_e}{l_i}$ – отношение длины свободного пробега электрона к длине свободного пробега электрона. Из выражения (25) можно легко получить зависимость параметра заряда от параметра свободного пробега иона, представленное на рисунке 3.

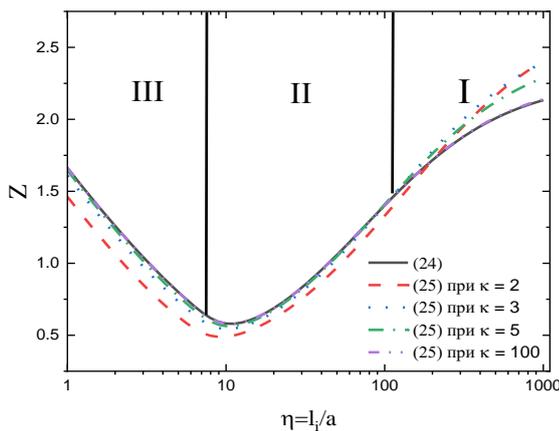


Рисунок 3 – Зависимость параметр заряда z от параметра длины свободного пробега ионов $\eta = \frac{l_i}{a}$:

(24) выражение получено на основе распределения Максвелла, (25) выражение получено на основе распределения каппа

При больших значениях длины свободного пробега ионов l_i (**I-область**) заряд стремится к значению OML: В бесстолкновительном режиме поток электронов на поверхность пылевой частицы больше, за счет чего, заряд пылевых частиц по абсолютной величине больше. Но, уменьшение длины свободного пробега ионов l_i (до тех пор пока $l_i > \lambda_D$), соответственно, увеличение потока ионов приводит к более высокому ионному току и к уменьшению заряда пылевой частицы по абсолютной величине, заряд падает значительно ниже значения заряда по OML (**II-область**). Дальнейшее уменьшение длины

свободного пробега ионов, когда она становится меньше дебаевского радиуса, заряд достигает минимума, то есть, происходит переход с нестолкновительного в столкновительный (гидродинамический) режим (**III-область**). В гидродинамическом режиме с уменьшением длины свободного пробега ионов l_i , соответственно, с увеличением концентрации ионов, заряд пылевых частицы вновь начинает увеличиваться, поскольку подвижность ионов уменьшается.

Заключение

В работе исследован и сделан анализ процесса зарядки пылевых частиц на основе метода дрейфово-диффузионного приближения, уравнения которого решались на основе каппа-распределения. Влияние каппа-распределения анализируется с помощью спектрального индекса каппа. Данная работа является продолжением предыдущих работ по исследованию зарядки пылевых частиц в бесстолкновительном режиме на основе метода орбитального ограниченного движения, где исследование процесса зарядки пылевых частиц было выполнено с учетом разнообразных механизмов зарядки.

В настоящей работе заряд небольшой отдельной пылевой частицы в неравновесной плазме исследован на основе каппа-распределения в столкновительном режиме. При этом, источники плазмы и стоки плазмы вблизи пылевой частицы пренебрегаются, поверхность зерна является полностью поглощаемой. Получены приближенные алгебраические уравнения для потоков ионов и электронов на поверхность пылинок с приближением что, длина свободного пробега ионов и электронов, также радиус пылинок меньше чем эффективная длина плазменного экранирования. При получении этих выражений, объединено рассмотрение бесстолкновительное рассмотрение вблизи

пылинок и за пределами данной области в гидродинамическом приближении. Полученные выражения для потоков электронов и ионов, плотности и параметра заряда пылевых частиц на основе каппа-распределения были сравнены с результатами других авторов, где было использовано классическое Максвелловское распределение. Показано, что при спектральном индексе, стремящемся к бесконечности, эти формулы переходят в выражения, полученные на основе Максвелловского распределения.

В работе показано, что параметр заряда при малой длине свободного пробега ионов меньше при малых каппа и что, увеличение длины свободного пробега приводит к тому, что заряд пылинок стремится к значениям, полученным в рамках OML теории.

Благодарность

Работа была выполнена в рамках Гранта № АР19679536 Министерства высшего образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Hellberg M.A., Mace R.L., Baluku T.K., Kourakis I., Saini N.S. Comment on «Mathematical and physical aspects of kappa velocity distribution» // *Phys. Plasmas*. – 2009. – Vol. 16. – P. 094701.
- 2 Livadiotis G. Introduction to special section on origins and properties of kappa distributions: statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2015. – Vol. 120(3). – P. 1607 – 1619.
- 3 Dumont R.J., Phillip C.K., Smithe D.N. Effects of non-Maxwellian species on ion cyclotron waves propagation and absorption in magnetically confined plasmas // *Physics of Plasmas*. – 2005. – Vol. 12(4).
- 4 Zhou R., Hu L., Lin S., Li E., Zhong G., and Lu H. Experimental observation of interaction of runaway electrons with lower hybrid waves in slide-away regime in the HT-7 Tokamak // *Phys. Lett. A* – 2012. – Vol. 376(16). – P. 1360 – 1365.
- 5 Mirza A.M., Masood W., Iqbal J., and Batool N. Toroidal ion-temperature-gradient driven vortices in an inhomogeneous magnetoplasma with non-Maxwellian electrons // *Phys. Plasmas* – 2015. – Vol. 22(9).
- 6 Masheyeva R.U., Dzhumagulova K.N., Myrzaly M. Study of the Charging Dust Grains in Space Plasma // *Plasma Physics Reports*. – 2022. – Vol. 408(11). – P. 1203 – 1210.
- 7 Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., and Morfill G.E. Complex (dusty) plasmas: current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* – 2005. – Vol. 421(1–2). – P. 1 – 103.
- 8 Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J. *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application*. – N.Y., Springer, 1975. – 150 p.
- 9 Allen J.E. Probe theory – the orbital motion approach // *Physica Scripta*. – 1992. – Vol. 45(5). – P.497 – 503.
- 10 Morfill G.E., Thomas H., Tsytoich V.N. Complex plasmas: II. Elementary processes in complex plasmas // *Plasma Physics Report*. – 2003. – Vol. 29(1). – P. 1 – 30.
- 11 Nairn C.M., Annaratone B.M., Allen J.E. On the theory of spherical probes and dusty grains // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1998. – Vol.7. – P. 478 – 490.
- 12 Kennedy R.V., Allen J.E. The floating potential of spherical probes and dust grains. // *J. Plasma Physics*. – 2002. – Vol.67(4). – P. 243 – 250.
- 13 Zobnin A.V., Nefedov A.P., Sinelshchikov V.A. and Fortov V.E. On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2000. – Vol. 91. – P. 483 – 487.
- 14 Lampe M., Gavrishchaka V., Ganguli G. and Joyce G. Effect of trapped ions on shielding of a charged spherical object in a plasma // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 86. – P. 5278.
- 15 Ratynskaia S., Khrapak S., Zobnin A., Thoma M.H., Kretschmer M., Usachev A., Yaroshenko V., Quinn R.A., Morfill G.E., Petrov O. and Fortov V. Experimental determination of dust-particle charge in a discharge plasma at elevated pressures // *Phys. Rev. Lett.* 2004. – Vol. 93. – P. 085001.
- 16 Angelis U.D. Dusty plasmas in fusion devices // *Phys. Plasmas*. – 2006. – Vol. 13. – P. 012514.
- 17 Fortov V.E., Nefedov A.P., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Budnik A.P., Khudyakov A.V. and Rykov V.A. Dust grain charging in the nuclear-induced plasma // *Phys. Lett. A*. – 2001. – Vol. 284(2–3). – P. 118.
- 18 Rykov V.A., Khudyakov A.V., Filinov V.S., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Krutov D.V., Nefedov A.P. and Fortov V.E. Dust grain charges in a nuclear-track plasma and the formation of dynamic vortex dust structures // *Plasma Phys. Rep.* – 2002. – Vol. 28. – P. 524.
- 19 Pal' A.F., Starostin A.N. and Filippov A.V. Charging of dust grains in a nuclear-induced plasma at high pressures // *Plasma Phys. Rep.* – 2001. – Vol. 27. – P. 143.
- 20 Dyachkov L.G., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Morfill G.E. Model of grain charging in collisional plasmas accounting for collisionless layer // *Physics of Plasmas*. – 2007. – Vol. 14(4). – P. 042102.
- 21 Su C. H. and Lam S. H., Continuum theory of spherical electrostatic probes // *Phys. Fluids*. -1963. – Vol. 6(10). – P. 1479 – 1491.

References

- 1 M.A. Hellberg, R.L. Mace, T.K. Baluku, I. Kourakis, N.S. Saini, *Physics of Plasmas*, 16, 094701 (2009).
- 2 G. Livadiotis, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120, 1607 (2015).
- 3 R. J. Dumont, C. K. Phillips, D. N. Smithe, *Physics of Plasmas*, 12 (2005).
- 4 R. Zhou, L. Hu, S. Lin, E. Li, G. Zhong, & H. Lu, *Physics Letters A*, 376, 1360 (2012).
- 5 A. M. Mirza, W. Masood, J. Iqbal, & N. Batool, *Physics of Plasmas*, 22 (2015).
- 6 R.U. Masheyeva, K.N. Dzhumagulova, M. Myrzaly, *Plasma Physics Reports*, 408, 1203 (2022).
- 7 V.E Fortov., A.V. Ivlev., S.A. Khrapak, A.G. Khrapak, & G.E., *Physics Reports*, 421,1 (2005).
- 8 Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J, *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application* (N.Y., Springer, 1975), 150 p.
- 9 J.E. Allen, *Physica Scripta*, 45, 497 (1992).
- 10 G.E. Morfill, H. Thomas, V.N. Tsytovich, *Plasma Physics Report*, 29, 1 (2003).
- 11 C.M. Nairn, B.M. Annaratone., J.E. Allen, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 7, 478 (1998).
- 12 R.V. Kennedy, J.E. Allen, *J. Plasma Physics*, 67, 243 (2002).
- 13 A.V. Zobnin, A.P. Nefedov, V.A. Sinelshchikov, & V.E. Fortov, *J. Exp. Theor. Phys.*, 91, 483 (2000).
- 14 M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, & G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5278 (2001).
- 15 S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M.H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R.A. Quinn, G.E. Morfill, O. Petrov & V. Fortov, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 085001 (2004).
- 16 U.D. Angelis, *Phys. Plasmas*, 13, 012514 (2006).
- 17 V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, A.P. Budnik, A.V. Khudyakov & V.A. Rykov, *Phys. Lett. A*, 284, 118 (2001).
- 18 V.A Rykov, A.V. Khudyakov, V.S. Filinov, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, D.V. Krutov, A.P. Nefedov, & V.E. Fortov, *Plasma Phys. Rep.*, 28, 524 (2002).
- 19 A.F.Pal', A.N. Starostin & A.V. Filippov, *Plasma Phys. Rep.*, 27, 143 (2001).
- 20 L.G. Dyachkov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, G.E. Morfill, *Physics of Plasmas*, 14,042102 (2007).
- 21 C. H. Su & S. H. Lam, *Phys. Fluids.*, 6, 1479 (1963).

История статьи:

Поступила 19 января 2024 г.

Поступила в доработанном виде 25 января 2024 г.

Принята 28 февраля 2024 г.

Article history:

Received 19 January 2024

Received in revised form 25 January 2024

Accepted 28 February 2024

Информация об авторах:

1. **Мурат Мырзали** – PhD студент, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: murat.myrzaaly@mail.ru).

2. **Рана Машеева** (автор корреспондент) – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы), Вигнеровский исследовательский центр Вигнера для физиков (Венгрия, г.Будапешт, email: masheyeva.ranna@gmail.com).

3. **Мурат Джумагулов** – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: dzhmn@mail.ru).

Information about authors:

1. **Murat Myrzaly** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National university, IETP, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: murat.myrzaaly@mail.ru).

2. **Ranna Masheyeva** (corresponding author) – PhD, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan), Wigner Research Center for Physicists (Hungary, Budapest, email: masheyeva.ranna@gmail.com).

3. **Murat Jumagulov** – PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: dzhmn@mail.ru).