

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МИКРОЧАСТИЦ С ПОТОКОМ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

С. А. Майоров¹, Б. А. Клумов²

Рассматриваются зарядка и взаимодействие микрочастиц в приэлектродной области газового разряда, где существенна роль внешнего электрического поля и дрейфа ионов. Показано, что в условиях, типичных для экспериментов с пылевой плазмой (т.е. в газовом разряде при давлениях 10–100 Па), ионная фокусировка, ответственная, как принято считать, за формирование вертикальных линейных пылевых структур, сильно подавлена. Оценен вклад захваченных микрочастицей ионов в заряд пылевой частицы, показано, что захваченные ионы могут заметно редуцировать заряд микрочастицы.

Ключевые слова: пылевая плазма, газовый разряд, пылевая частица, поток ионов, ионная фокусировка, связанные ионы, экранировка заряда, поляризация облака связанных ионов.

1. В последние два десятилетия значительно вырос интерес к процессам, происходящим в плазме, содержащей микрочастицы. Такую плазму принято называть комплексной или пылевой плазмой (напр., [1–3]). Интерес к пылевой плазме обусловлен, с одной стороны, ее широкой распространенностью в природе. Межзвездные облака, газопылевые скопления, планетные кольца, атмосферы комет, ионосферы и магнитосферы планет (например, в ионосфере Земли – это серебристые облака) – все эти объекты в той или иной степени являются пылевой плазмой. С другой стороны, пылевая плазма создается в различных опытах по изучению свойств вещества в экстремальных состояниях и является объектом интенсивного исследования. В лабораторной плазме следует отметить важную роль нано- и микрочастиц в установках термоядерного синтеза [4, 5]. Отметим также важный с технологической точки зрения рост частиц в химически активной плазме и в процессах создания тонких пленок комплексной плазмы [6–8].

¹ ИОФ РАН, Россия 119991, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: mayorov_SA@mail.ru.

² Учреждение Российской академии наук Объединенный Институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия.

В природе обычно пылевая компонента сильно влияет (например, в серебристых и стратосферных облаках), а зачастую и определяет состояние системы, но при этом сами микрочастицы, как правило, слабо связаны друг с другом. Пылевую подсистему часто можно рассматривать как газ слабовзаимодействующих заряженных микрочастиц с параметром неидеальности $\Gamma < 1$, где Γ – отношение потенциальной энергии взаимодействия между соседними частицами к их температуре. Для кулоновской системы $\Gamma = e^2 Z_d^2 / (T_d \Delta)$, где eZ_d – заряд микрочастицы, Δ – среднее межчастичное расстояние, T_d – температура микрочастиц, e – элементарный заряд. Для слабонеидеальных систем, как уже выше упоминалось, $\Gamma < 1$.

Важной особенностью пылевой плазмы, по сравнению с обычной, является большая масса заряженных микрочастиц, из-за чего характерные плазменные времена оказываются значительно большими, чем в обычной плазме. Это, в частности, дает возможность исследовать поведение таких систем с помощью обычных видеокамер высокого разрешения. В отдельных случаях (пока это относится лишь к квазидвумерным (2D) системам) удастся определить траектории каждой отдельной микрочастицы, т.е. описать поведения ансамбля микрочастиц на самом детальном, кинетическом уровне. Это делает пылевую плазму привлекательным инструментом для изучения различных фундаментальных проблем физики, например, для изучения фазовых переходов (напр., [2, 3]), для понимания природы гидродинамических неустойчивостей, свойств волн кристаллизации, изучения структурных изменений при плавлении и кристаллизации [6–10] и др.

В лабораторных условиях пылевую плазму обычно создают путем добавления микрочастиц в газоразрядную плазму инертных газов пониженного давления (с характерными давлениями $P = 10 - 100$ Па). В такой плазме пылевая частица быстро приобретает отрицательный заряд, который можно оценить, приравнявая потоки электронов и ионов на микрочастицу. Для определения этих потоков часто используется зондовое приближение или приближение ограниченного орбитального движения (Orbital Motion Limited – OML theory), см., напр., [1]. В этом приближении сечения взаимодействия электронов и ионов с изолированной заряженной микрочастицей находятся из законов сохранения энергии и импульса. В соответствии с OML теорией заряд растет пропорционально размеру микрочастицы и электронной температуре: $Z_d \propto aT_e$. Для микронной частицы в типичной газоразрядной плазме заряд пылинки имеет порядок величины $Z_d \sim 2 \cdot 10^3$ и растет пропорционально ее размеру.

Парное взаимодействие микрочастиц в центральной области разряда обычно описы-

вается экранированным кулоновским потенциалом Дебая–Хюккеля (потенциалом Юкавы): $\phi(r) = (Z_d/r) \exp(-r/\lambda_D)$, где r – расстояние между частицами, а λ_D – характерная длина экранирования. Экспериментальные наблюдения подтверждают такое предположение [11]. Но в приэлектродной области разряда такое приближение уже неприменимо, поскольку сильные электрические поля в пристеночной плазме делают взаимодействие пылевых микрочастиц существенно анизотропным (напр., [1]). Заметную роль в таком взаимодействии могут играть положительные ионы, захваченные сильнозаряженной (отрицательно) микрочастицей на финитные орбиты (trapped ions) [12]. Выявление особенностей такого взаимодействия, которое является сложной и не до конца решенной задачей, и является целью настоящей работы.

Большой интерес к поведению микрочастиц в такой “поточковой” плазме (flowing или streaming plasmas) появился сразу после наблюдения в приэлектродной области разряда необычного поведения двух взаимодействующих микрочастиц [13]. Частицы располагались вертикально (вдоль электрического поля) и смещение верхней (относительно электродов) частицы, вызванное действием лазерного излучения, приводило к подобному же смещению нижней частицы; т.е. формировалось спаренное состояние из двух частиц – микрочастицы формировали пылевую молекулу, расположенную вдоль поля (и, соответственно, потока ионов). Такое же воздействие на нижнюю (по потоку) частицу обнаружило “диссоциацию” пары частиц.

Практически одновременно с этими экспериментами, было показано, что в линейном приближении и бесстолкновительном пределе отрицательно заряженная частица, помещенная в сильное электрическое поле, приводит к появлению т.н. ионного фокуса (расположенного за частицей относительно потока ионов) [12]. Это, в свою очередь, приводит к формированию потенциальной ямы для отрицательных зарядов и к некоему эффективному притяжению между двумя отрицательно заряженными микрочастицами. Влияние на указанный эффект столкновений ионов с атомами буферного нейтрального газа может быть очень значительным (см., напр., [14, 15]). В этом сообщении мы рассмотрим, как такие столкновения влияют на формирование ионного фокуса.

2. Параметры плазмы и характеристики зарядки пылинок – теория и эксперимент. В лабораторных исследованиях пылевой плазмы используется обычно ВЧ-разряд или тлеющий разряд постоянного тока при пониженном давлении газа. Рассмотрим типичные эксперименты с пылевой плазмой [16], в которых рассчитывались и проводились измерения заряда пылевых частиц при различных давлениях газа. Эти данные, а также параметры плазмы представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Параметры газоразрядной плазмы для экспериментов [16]
и характеристики заряда пылинок.

Газ неон при температуре 298 К, напряженность электрического поля $E = 2$ В/см

Давление, Па	20	30	50
Средняя энергия электронов, расчет, эВ	9.9	9.1	8.2
Температура ионов, расчет $T_{\text{эф}}$, К	562	413	344
Длина свободного пробега ионов, мкм	240	146	81
Плазменные параметры			
Плотность электронов	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$
Радиус Дебая электронный, мкм	1222	1153	939
Радиус Дебая ионный, мкм	102	87	67
Расчеты и экспериментальные данные			
Заряд пылинок – эксперимент [16]	1800	1500	1150
Заряд пылинок – расчет PIC	1902	1607	1378
Заряд пылинок – расчет OML	5880	5000	4560
Заряд пылинок – расчет [16]	3100	2400	2100
Число связанных ионов, %	28	27	29

Для решения задачи о взаимодействии микрочастиц в плазме между собой и с движущейся плазмой необходим учет особенностей дрейфа ионов и электронов, а также характеристик зарядки микрочастиц. Вкратце рассмотрим эти вопросы.

Дрейф электронов в газовом разряде представляет собой сложный процесс, определяемый многими факторами: набор энергии при движении в электрическом поле и потери энергии на возбуждение атомных уровней, ионизацию, излучение, гибель электронов на стенках и появление при актах ионизации и т.д. Исследованию этой проблемы посвящено огромное количество работ, что обусловлено большим числом как физических задач, так и возможных экспериментальных и теоретических подходов. Достижение разумного компромисса между адекватностью модели и достаточной простотой не всегда получается.

Кинетическое уравнение Больцмана для одночастичной функции распределения электронов $F(r, v, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} \vec{E} \cdot \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} = St(F), \quad (1)$$

где r и v – координата и скорость электронов, t – время, $St(F)$ – интеграл столкновений. Оно позволяет учесть с достаточной точностью основные явления в процессе дрейфа электронов в газе. Но ввиду его сложности, даже для численного решения, используются многочисленные приближения, которые могут приводить к ошибкам порядка самой оцениваемой величины. Т.е. решение в этом случае может иметь ту же точность, что и оценка на основе анализа размерностей параметров задачи. Анализ подходов к решению (1) выходит за рамки данного сообщения, но он является необходимым элементом исследования, ровно так же, как и оценка погрешности в эксперименте.

При численном моделировании задач пылевой плазмы методом частиц в ячейке часто используется формула Больцмана для плотности электронов в следующем виде:

$$n_e(\vec{r}) = n_\infty \exp(e\varphi/T_e), \quad (2)$$

где n_∞ – плотность электронов на бесконечности (где потенциал $\varphi = 0$). Определение плотности электронов по формуле (2) позволяет значительно сократить объем вычислений за счет исключения из рассмотрения динамики электронов. Но знание функции распределения электронов по энергии необходимо для расчета процессов зарядки пылинок, скорости дрейфа электронов и частоты ионизации атомов. Кроме того, устранение из рассмотрения динамики электронов приводит к появлению проблемы постановки граничных условий для потенциала, которая не может быть разрешена естественным образом. При моделировании динамики электронов на границе ставятся обычно отражающие или поглощающие граничные условия, которые имеют вполне наглядный физический смысл.

Для проверки обоснованности часто используемых различных предположений выполнены расчеты характеристик дрейфа электронов методом Монте-Карло по модели, описанной в работе [17]. В этой работе выполнен также и анализ энергобаланса электронов, в частности, проведен учет влияния стенки газоразрядной трубки на тело и хвост функции распределения. В качестве примера, для экспериментов [16] методом частиц в ячейке рассчитаны характеристики зарядки пылевых частиц. Эти расчеты показали, что для определения заряда микрочастицы тонкие детали распределения электронов по энергии не столь важны, достаточно знания таких грубых параметров, как средняя энергия и плотность электронов.

Отметим, что часто используемые распределения Максвелла, Дрювестейна и Маргенау дают весьма грубое приближение для распределения электронов по энергии для самостоятельного газового разряда. Применение этих моделей при анализе процессов в

пылевой плазме может приводить к значительным погрешностям. Например, в недавней работе [18] указано, что акты ионизации атомов вблизи пылинки, также как и столкновения ионов с атомами, будут приводить к увеличению потока ионов на пылинку и, соответственно, уменьшать заряд микрочастицы. Но выполненные для варианта 1 из табл. 1 расчеты функции распределения электронов по энергии показывают, что электронов в области энергий большей потенциала ионизации значительно меньше, чем дает максвелловское распределение. Видно, что распределение Максвелла не может быть использовано для определения частоты ионизации со сколь-нибудь разумной точностью.

Задача о дрейфе ионов в газе не так сложна, как задача о дрейфе электронов. Но зато характеристики диффузии и дрейфа ионов в большей мере определяют характеристики пылевой плазмы, в особенности пылевой подсистемы. В наиболее полной мере это проявляется для случаев пылевой плазмы криогенного разряда [19], разряда в смесях газов [20, 21]. Выполненные в работе [22] расчеты показали некоторые важные для пылевой плазмы особенности распределений ионов по скоростям:

1) при дрейфе ионов, в типичных для пылевой плазмы условиях экспериментов, происходит существенный разогрев ионов не только в продольном, а также и в поперечном направлении. Этот эффект обусловлен близкими столкновениями, когда помимо перезарядки происходит также и рассеяние в произвольный телесный угол в системе центра масс;

2) даже при достаточно высокой приведенной напряженности электрического поля E/N не происходит формирования гиперзвукового ионного потока. Как уже отмечалось, это обусловлено тем, что при увеличении напряженности поля одновременно с увеличением скорости дрейфа увеличивается дисперсия функции распределения (т.е. температура);

3) в распределении ионов по скоростям имеется большая анизотропия (и большая разница между продольной и поперечной температурами). Поэтому диффузионные потоки вдоль и поперек поля могут сильно различаться по величине;

4) распределение ионов по модулю скорости, по проекциям скоростей имеет существенные отличия от соответствующих максвелловских распределений. Причем имеет место отличие не только в хвостах функций распределения, но и в центральной части. Соответственно, функция распределения ионов по скоростям при их дрейфе в собственном газе не может быть описана гауссовой кривой (сдвинутой максвелловской функцией распределения).

В проведенных ранее расчетах зарядки пылевых частиц в плазме газового разряда для условий экспериментов [16] получено хорошее совпадение с экспериментальными данными о значениях заряда пылевых частиц (с учетом облака связанных ионов). В качестве метода расчета применялся метод частиц в ячейке (PIC (Particles in Cell) method) с учетом столкновений ионов с атомами (подробное описание методики и результатов см. [15]). Геометрия задачи была сферически симметричная, что позволяло существенно сократить объем вычислений. Соответственно, анизотропия распределения ионов вблизи микрочастицы не учитывалась. В табл. 1 приведены некоторые экспериментальные и расчетные данные, полезные для дальнейшего анализа результатов.

3. Постановка задачи для расчетов ионной фокусировки методом динамики многих частиц. Постановка задачи для численного решения методом частиц в общем виде весьма проста. Она включает в себя уравнения движения, начальные и граничные условия для частиц и полей. В работах по пылевой плазме, как правило, из рассмотрения элиминируется газовая компонента и для взаимодействия газа с пылинками используются приближения гидродинамического типа. Часто не рассматривается динамика электронов, которая заменяется барометрической формулой Больцмана (2) для их плотности. Это приводит к необходимости ставить граничные условия для уравнения Пуассона на границах счетной ячейки. Однако анализ всех явно и неявно используемых гипотез и предположений представляет собой отдельную тему для исследования.

Кратко опишем численный метод, используемый в настоящей работе. Он базируется на подходе, который использовался ранее для изучения свойств классических кулоновских систем и потом был развит для расчета взаимодействия потока ионов плазмы с одной или несколькими неподвижными пылинками [22–25], в том числе и протяженной формы [26]. Остановимся также на некоторых отличиях от часто используемых методов, используемых при решении разнообразных физических задач, в основе которых лежит динамика многих частиц, взаимодействующих по закону Кулона.

Для численного интегрирования системы уравнений Ньютона при изучении фундаментальных свойств плазмы наиболее подходящим является метод типа частица-частица, в котором учитывается взаимодействие каждой частицы с каждой. При реализации этого метода был разработан алгоритм, использующий специфику классической кулоновской плазмы для значительного сокращения числа арифметических операций. В его основе лежало определение для каждой частицы ближайших частиц и учет взаимодействия между ними по вычислительной схеме более высокого порядка точности. В дальнейшем метод был усовершенствован – у каждой частицы определялось по две

ближайших частицы каждого знака [23]. Введены этап предиктора для вычисления средних сил, их аппроксимация линейной функцией времени, контроль точности на каждом шагу и автоматический выбор шага по времени. Эти усовершенствования позволили в несколько раз повысить точность расчета, особенно для неидеальной плазмы, и увеличить число частиц в системе. Сделано это было для более точного расчета процесса рекомбинации.

В настоящей работе рассматривается временная эволюция системы из частиц, заключенной в параллелограмм с поглощающими и эмиттирующими стенками. Траектории N_i положительно и N_e отрицательно заряженных частиц определяются путем численного решения уравнений Ньютона

$$d^2r_k/dt^2 = F_k/m_k, F_k = q_k E_{\text{external}} + \sum_{l \neq k}^{N_{\text{pat}}} f_{kl}, k = 1, 2, \dots, N_{\text{pat}}, N_{\text{pat}} = N_i + N_e + 1, \quad (3)$$

здесь $r_k(t)$ – радиус-вектор k -той частицы, каждая из которых характеризуется массой m_k и зарядом q_k . Сила кулоновского взаимодействия f_{kl} между частицами на расстояниях между частицами менее r_0 принималась соответствующей взаимодействию однородно заряженных взаимно проницаемых сфер диаметром r_0 [23]. Эта величина выбиралась такой, чтобы не оказывала влияния на исследуемые характеристики. Обычно это проверялось путем сравнения результатов расчетов с различными r_0 . На все частицы: $N_{\text{pat}} = N_i + N_e + 1$, где N_i – число ионов, N_e – число электронов, действует заданное внешнее электрическое поле E_{external} .

Граничные условия реализовались следующим способом. Если ион достигал границы счетной ячейки, то в произвольной точке поверхности производилась инжекция иона со скоростью, определенной из расчета функции распределения ионов при их дрейфе в однородном поле. Если ион пересекал поверхность сферы (пылинки), то он передавал ей свой заряд, и инжектировался в произвольной точке поверхности расчетной ячейки вместе с электроном. Если же поверхность сферы пересекал электрон, то он передавал ей свой заряд и убирался из системы. При столкновении электрона с границей расчетной ячейки использовались термостатирующие или зеркальные граничные условия. Такие граничные условия позволяют более корректно, чем в предыдущих работах, моделировать течение плазмы вокруг пылинки при низких скоростях ионного потока, даже когда скорость потока сравнима или даже много меньше тепловой скорости ионов.

В начальный момент времени все частицы были случайно распределены внутри расчетной ячейки, размеры которой выбирались такими, чтобы обеспечить нужную плотность плазмы. Распределение скоростей выбиралось в соответствии с поставленной

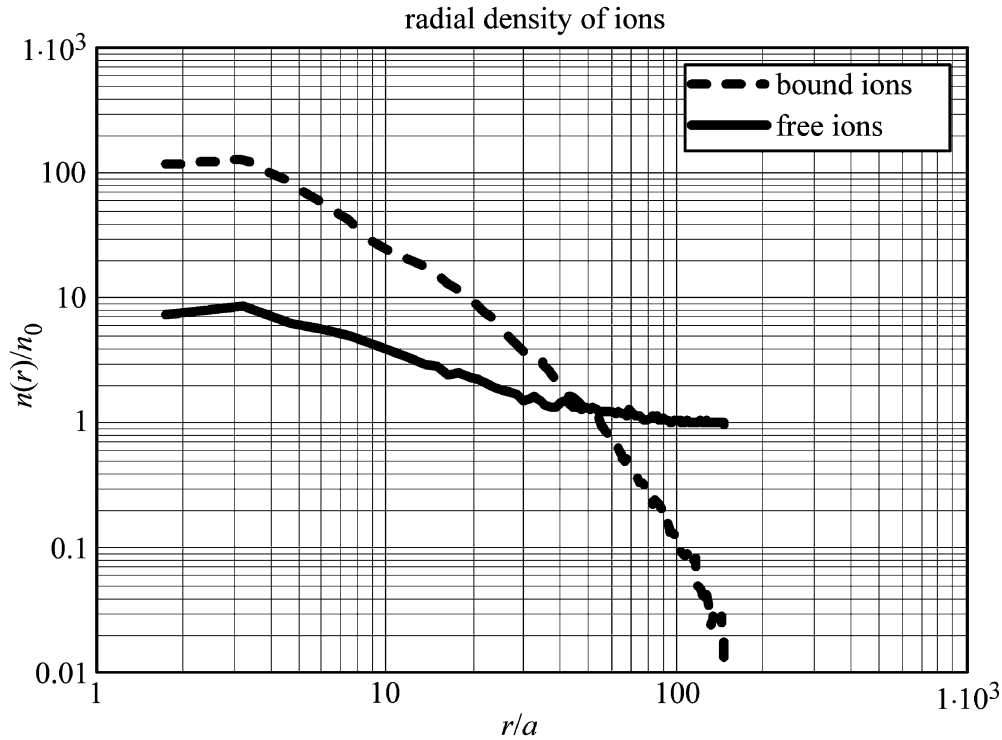


Рис. 1: Плотность ионов вокруг поглощающей сферы 0.9 мкм, нормированная на невозмущенную плотность n_0 . Штриховая кривая – распределение для связанных ионов, сплошная – свободных (пролетных).

задачей об определении силы трения. Число ионов в системе N_i выбиралось достаточно большим, так чтобы размеры счетной ячейки позволяли использовать на ее границах условия невозмущенной плазмы. Такая постановка задачи во многом аналогична используемой ранее [23–26] и позволяет самосогласованно учитывать процесс зарядки и флуктуации заряда микрочастицы.

Отметим, что постоянное количество ионов в системе при возможности уменьшения числа электронов за счет поглощения микрочастицей означает, что средняя плотность электронов в моделируемой системе может значительно понижаться по сравнению с плотностью ионов, что типично для экспериментов с пылевой плазмой.

Столкновения атомов с ионами вблизи пылинки в газоразрядной пылевой плазме, несмотря на их редкость, вызывают, как было отмечено ранее, заметное увеличение потока ионов на пылинку. Вследствие этого происходит уменьшение абсолютной величины среднего заряда пылинки (в типичных условиях экспериментов с пылевой плазмой в два-три раза).

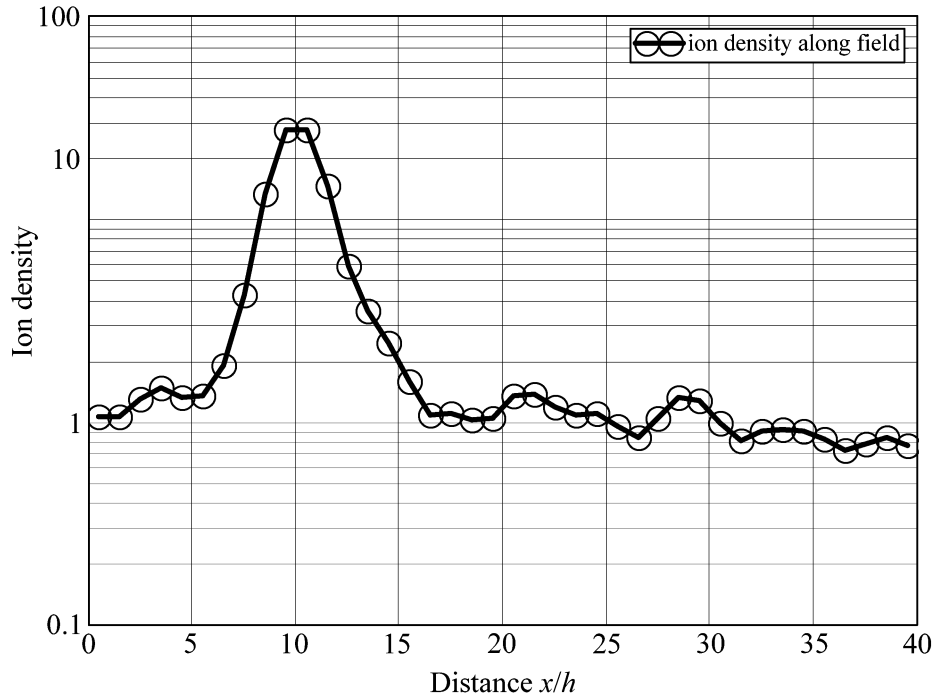


Рис. 2: Плотность ионов вдоль линии, проходящей через пылинку в направлении поля (ось x).

4. *Результаты расчетов ионной фокусировки.* Рассмотрим вначале изолированную микрочастицу радиусом 0.9 мкм в плазме с потоком ионов. Радиальное распределение свободных и связанных ионов представлено на рис. 1. Этот график демонстрирует соотношение между ними и подавляющее влияние именно связанных ионов на экранирование заряда пылинки. Плотность свободных ионов хорошо совпадает со значением, полученным в [27, 28] для движения ионов в поле кулоновского центра:

$$N_i(r, T) \approx N_{i0} \left(1 + \frac{Z_0 e^2}{0.78 r T} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

На рис. 2 представлено распределение ионов вдоль оси x (по направлению электрического поля) в точках $x_{i-1/2} = (i - 1/2)h_x$, $i = 1, 2, \dots, 40$. Пылевая частица радиусом $a = 0.9$ мкм расположена в точке $i = 10$ (133 мкм), шаг ячейки для вычисления плотности примерно соответствует размеру маркера (кружки на кривой). Отклонение от симметрии маркеров вокруг пылинки характеризует степень поляризации ионного облака внешним полем, ионная фокусировка с амплитудой порядка 40% наблюдается в интервалах $20 < i < 24$ и $27 < i < 30$.

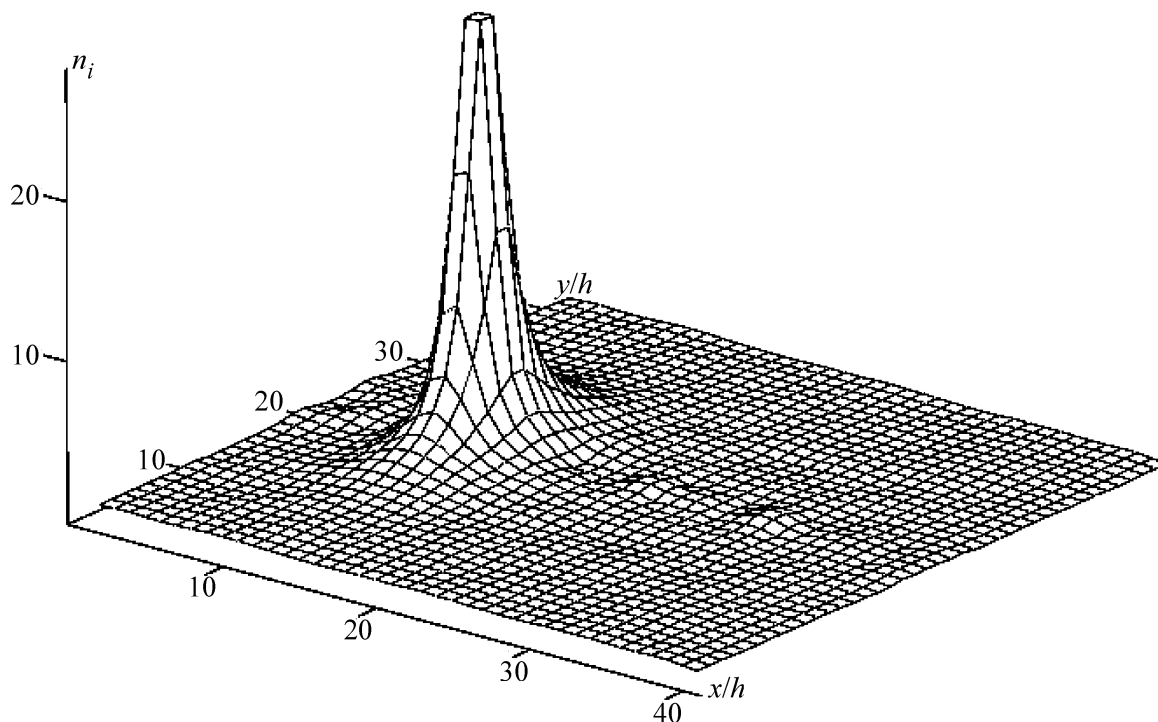


Рис. 3: Плотность ионов в плоскости (xy) , проходящей через пылинку.

На рис. 3 представлен график плотности ионов в плоскости (xy) , проходящей через пылинку. Представленные графики демонстрируют, что вблизи пылевой частицы плотность захваченных ионов заметно превышает плотность пролетных, а ионная фокусировка сильно подавлена из-за большого числа ионов на финитных орбитах. Более детальный анализ явления выходит за рамки данного краткого сообщения.

Представляет большой интерес рассмотрение влияния столкновений ионов на взаимодействие пылинок (аналогичная задача рассматривалась в [24, 25] без учета столкновений). В табл. 2 представлены параметры зарядки одной, двух и трех пылинок, расположенных друг за другом вдоль потока (направления поля). Среди представленных четырех расчетов расчет 0 – это расчет одной пылинки в сферически симметричном случае методом частиц в ячейке. Расчеты 1–3 проведены методом молекулярной динамики. Расчет 1 – одна пылинка, в кубе 1 на 1 на 1, в котором было 5000 ионов и одна пылинка. Расчет 2 – две пылинки в параллелограмме 2 на 1 на 1, в котором было 10000 ионов и две пылинки; Расчет 3 – три пылинки в параллелограмме 2 на 1 на 1, в котором было 10000 ионов и 3 пылинки. Газ неон, поле $E = 2$ V/cm, 298 К, 127.7 мкм – расстояние между частицами, длина свободного пробега 240 мкм. Детальный анализ этих

данных выходит за рамки данного краткого сообщения, следует лишь отметить, что без учета столкновений ионов не может быть и речи не только о количественном анализе, но даже и о качественном (знак силы может меняться из-за влияния взаимодействия потока ионов с атомами и пылинкой [15]).

Т а б л и ц а 2

Параметры зарядки пылинок в неоне, напряженность поля $E = 2$ V/cm, температура атомов 298 K, длина свободного пробега 240 мкм

№ расчета	0	1	2	3
Число пылинок		1	2	3
Сила на 1 частицу		-37.2	-61.1	-66.0
Сила на 2 частицу			-8.20	-37.3
Сила на 3 частицу				-14.1
Средний заряд 1 пылинки	1902	1912	1952	1895
Средний заряд 2 пылинок			2027	1916
Средний заряд 3 пылинок				1833
Поток ионов на 1 пылинку за 1 мкс	524	368	382	319
Поток ионов на 2 пылинку за 1 мкс			406	370
Поток ионов на 3 пылинку за 1 мкс				338
Число связанных ионов	532	520	1375	1680

Примечание: Расчет 0 – одна пылинка в сферически симметричном случае, расчет методом частиц в ячейке; Расчет 1 – одна пылинка, приведены расчеты методом молекулярной динамики в кубе 1 на 1 на 1, в котором было 5000 ионов и одна пылинка; Расчет 2 – две пылинки, в параллелограмме 2 на 1 на 1, в котором было 10000 ионов и две пылинки, 128 мкм – расстояние между пылинками; Расчет 3 – три пылинки в параллелограмме 2 на 1 на 1, в котором было 10000 ионов и 3 пылинки, 128 мкм – расстояние между ними.

5. Заключение. В настоящей работе на основе детальных молекулярно-динамических расчетов, исследовалось влияние электрического поля (и ассоциированных с этим явлением эффектов) на заряд и взаимодействие микрочастиц в приэлектродной области разряда для типичных параметров экспериментов с пылевой (комплексной) плазмой. Впервые показано, что в такой плазме образование ионного фокуса сильно подавлено столкновениями. Взаимодействие между микрочастицами в такой плазме является существенно анизотропным, по-видимому, это связано с поляризацией в электрическом поле облака захваченных частицами ионов, что приводит к их квазидиполь-дипольному

взаимодействию. Также подтверждено уже отмеченное ранее заметное уменьшение заряда микрочастицы, вызванное захваченными ионами.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. “Образование структур и стохастизация в плазме”, а также Российским фондом фундаментальных исследований, грант No. 13-02-00913 и 13-02-01099.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. E. Fortov and G. E. Morfill, *Complex and dusty plasmas: From Laboratory to Space* (CRC Press, 2010).
- [2] P. K. Shukla and B. Eliasson, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 25 (2009).
- [3] B. A. Klumov, *Physics Uspekhi* **53**, 10, 1053 (2010).
- [4] В. И. Крауз, Ф. В. Мартыненко, Н. Ю. Свечников и др., *УФН* **180**(10), 1055 (2010).
- [5] S. I. Krasheninnikov et al., *Plasma Phys. and Controlled Fusion* **50**(12), 124054 (2008).
- [6] G. E. Morfill et al., *Contrib. Plasma Phys.* **44**(5-6), 450 (2004).
- [7] S. Shimizu et al., *J. Geophys. Res.* **115**, D18205 (2010), doi:10.1029/2009JD013375.
- [8] B. A. Klumov, G. E. Morfill, *JETP Lett.* **85**(10), 498 (2007).
- [9] B. A. Klumov et al., *Plasma Phys. and Control. Fusion* **51**(12), 124028 (2009).
- [10] B. A. Klumov, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, *JETP Lett.* **78**(5), 300 (2003).
- [11] U. Konopka, G. Morfill, L. Ratke, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 891 (2000).
- [12] M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganduli, and G. Jouce, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5278 (2001).
- [13] A. Melzer, V. A. Schweigert, and A. Piel, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3194 (1999).
- [14] А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **118**, 554 (2000).
- [15] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **31**(8), 749 (2005).
- [16] V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, and A. V. Zobnin, *Phys. Rev. E* **70**, 046415 (2004).
- [17] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(10), 37 (2009).
- [18] S. A. Khrapak and G. E. Morfill, *Phys. Plasm.* **19**, 0245 (2012).
- [19] С. Н. Антипов, Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин и др., *ЖЭТФ* **133**, вып. 4, 948 (2008).
- [20] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров и др., *ЖЭТФ* **139**, вып. 2, 554 (2011).
- [21] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., *Phys. Plasm.* **15**, 093701 (2008).
- [22] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **35**(9), 869 (2009).

- [23] С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Математическое моделирование **3**(9), 821 (1992).
- [24] S. A. Maierov, S. V. Vladimirov, N. F. Cramer, Phys. Rev. E **63**, 017401 (2000).
- [25] S. V. Vladimirov, S. A. Maierov, O. Ishihara, Phys. of Plasmas **10**, 10 (2003).
- [26] С. А. Майоров, Физика плазмы **30**(9), 821 (2004).
- [27] С. А. Майоров, Физика плазмы **26**(7), 669 (2000).
- [28] С. А. Майоров, Теплофизика высоких температур **39**(6), 858 (2001).

Поступила в редакцию 26 июня 2013 г.