

УДК 533.9

Плазменно-пылевые структуры в He–Ar высокочастотном разряде

С. А. Майоров, Р. И. Голятина, С. К. Коданова, Т. С. Рамазанов, Н. Х. Бастыкова

Разряд в смеси газов обладает рядом особенностей, которые могут проявляться в экспериментах с пылевой плазмой. Например, при большом отличии атомных весов ионов и атомов, имеет место сильная анизотропия функции распределения ионов по скоростям, что в свою очередь может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур. В работе выполнен анализ экспериментов по исследованию пылевых образований в газовом разряде смеси легкого и тяжелого газов — гелия и аргона, и представлены результаты численного моделирования дрейфа ионов и электронов в смеси этих газов, а также процессов зарядки пылевых частиц.

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

Ключевые слова: пылевая плазма, гелий, аргон, смесь газов, ВЧ-разряд, дрейф электронов, дрейф ионов.

Введение

Дрейф в сильном поле может сопровождаться значительным разогревом ионов, и при большом отличии атомных весов ионов и атомов возможна сильная анизотропия функции распределения ионов. Поскольку анизотропия функции распределения ионов, в свою очередь, может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур в плазме, в работе [1] была предложена идея экспериментов с пылевой плазмой при разряде в смеси легкого и тяжелого газов — гелия и ксенона. Результаты расчетов для смеси тяжелого, легко ионизируемого, газа (а может быть, и паров тяжелых металлов — ртути, цезия и т. д., более подробный анализ см. в [2]) позволяют прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах. А именно, для разряда в смеси с небольшой концентрацией легкоионизируемого тяжелого газа получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения — конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т. д.

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник.
Майоров Сергей Алексеевич, вед. научный сотрудник.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
Тел. 8 (499) 135-02-47. E-mail: mayorov_sa@mail.ru
Коданова Сандугаш Кулмагамбетовна, вед. научный сотрудник

Рамазанов Тлеккабул Сабитович, гл. научный сотрудник.
Бастыкова Нурия Хамитбековна, научный сотрудник.
Институт экспериментальной и теоретической физики.
Казахстан, 050040, Алматы, пр. ал-Фараби, 71.
Тел. 8 (727) 3-77-02. E-mail: kodanova@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2014 г.

© Голятина Р. И., Майоров С. А., Коданова С. К.,
Рамазанов Т. С., Бастыкова Н. Х., 2015

Незначительное наличие примеси в рабочих газах может приводить к сильному (и неконтролируемому) изменению свойств разряда. Этому обстоятельству не придается должного значения при анализе экспериментальных данных. Хотя наблюдение за разрядом в течение нескольких минут после его зажигания показывает изменение характера свечения, что может быть связано, например, с селекцией ионов и атомов в разряде (этот эффект используется для получения сверхчистых газов [3]).

Первые эксперименты по изучению свойств пылевых структур в смеси легкого и тяжелого газов, стимулированные работами [1, 2], уже выполнены тремя экспериментальными группами. В работах [4, 5] представлены результаты исследования пылевых структур в смеси гелия и аргона при низкой концентрации последнего, в работе [6] — в смеси гелия и криптона, а в работе [7] рассмотрены ВЧ-разряд в гелий-ксеноновой смеси с продольным магнитным полем.

Как и ожидалось, разряд в смесях атомов с сильно различающимися атомными весами открывает новые возможности формирования пылевых структур в газовом разряде. При уменьшении концентрации атомов собственного газа сильно уменьшается частота ион-атомных столкновений с резонансной перезарядкой и, как следствие, увеличивается длина свободного пробега ионов. Также изменится и параметры разряда — из-за увеличения скорости дрейфа ионов и коэффициента диффузии уменьшится их плотность.

Существует также и другая интересная возможность управления характеристиками ионного потока — формирование дрейфа легких ионов среди тяжелых атомов (см. [2]). Для пылевой плазмы это означает:

1) подавление силы ионного увлечения, действующей со стороны ионов на пылинку;

2) уменьшение разогрева ионов из-за значительного уменьшения скорости дрейфа.

При изучении пылевых образований в водородно-аргоновой смеси [8] получены необычные для пылевой плазмы характеристики, которые могут быть связаны именно с этими обстоятельствами.

Результаты экспериментов

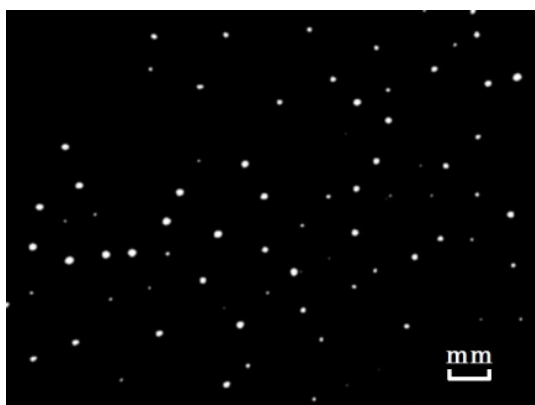
1. Экспериментальная установка. Для получения данных о свойствах пылевых структур в ВЧ-разряде в смеси газов использовалась стандартная экспериментальная установка для изучения пылевой плазмы [9].

В ходе эксперимента исследовались пылевые структуры. Пылевая система подсвечивалась лазерным ножом толщиной 0,4 мм, что позволяло получать различные сечения плазменно-пылевых образований. Рассеянный частицами свет регистрировался видеокамерой.

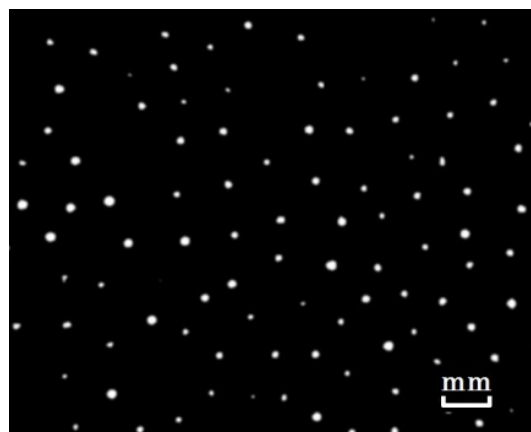
2. Результаты экспериментальных исследований. При разряде в чистых газах и в смеси He/Ar формировались пылевые структуры, удерживаемые в ловушке нижнего приэлектродного слоя. Было проведено исследование зависимости средних межчастичных расстояний и парных корреляционных функций от давления газа и состава газов: выполнены эксперименты в чистых газах — гелии и аргоне и в смеси при содержании аргона 3 %.

На рис. 1 приведены типичные виды пылевых структур при давлении 0,3 Торр. Рис. 1, *а, б* — соответствуют виду сверху в чистом гелии и в гелий-аргоновой смеси, соответственно. Рис. 1, *в, г* — это вид на те же структуры сбоку.

На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных о положении пылевых частиц при виде сверху. Приведены парные корреляционные функции $g(r/a)$ пылевых частиц при различных давлениях, здесь a — радиус Вигнера-Зайтца. Как видно из их сравнения, добавление тяжелого газа к легкому приводит к очень существенному изменению свойств пылевых структур.



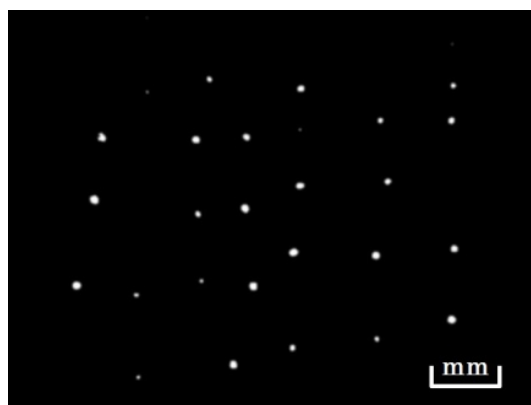
а



б



в



г

Рис. 1. Вид пылевых структур сверху (*а, б*) и сбоку (*в, г*) в чистом гелии и в смеси He (97 %) + Ar (3 %) при давлении 0,3 торр: *а* — (He), *б* — (He + Ar), *в* — (He), *г* — (He + Ar)

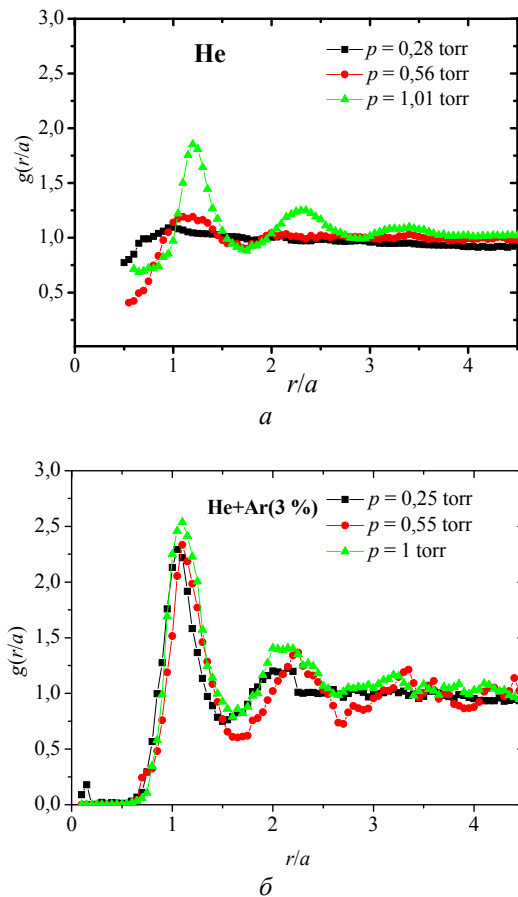


Рис. 2. Парные корреляционные функции пылевых частиц при различных давлениях:
а — в чистом гелии, б — в смеси гелия (97 %) и аргона (3 %)

На рис. 3 представлены данные о зависимости среднего расстояния между частицами от давления газа. Расстояние между ближайшими частицами определялась путем анализа парной корреляционной функции. Причем отдельно рассматривались изображения пылинок в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В обоих случаях пылевая система подсвечивалась лазерным ножом толщиной 0,4 мм. Анализ этих зависимостей показывает, что:

- 1) для горизонтального среза зависимость среднего расстояния между пылинками от давления слабая, и практически совпадает для чистого газа гелия и смеси He + Ar;
- 2) в чистом гелии расстояния между пылинками вдоль цепочек (что показывает вертикальный срез) с увеличением давления резко уменьшается;
- 3) в смеси газов расстояние между пылинками в цепочке значительно меньше, чем в чистом газе, кроме того, оно с увеличением давления сильно уменьшается.

Приведенные закономерности означают, что анизотропия взаимодействия сильнее проявляется в вертикальном направлении, что согласуется с теоретическим и численным анализом задачи [10—12].

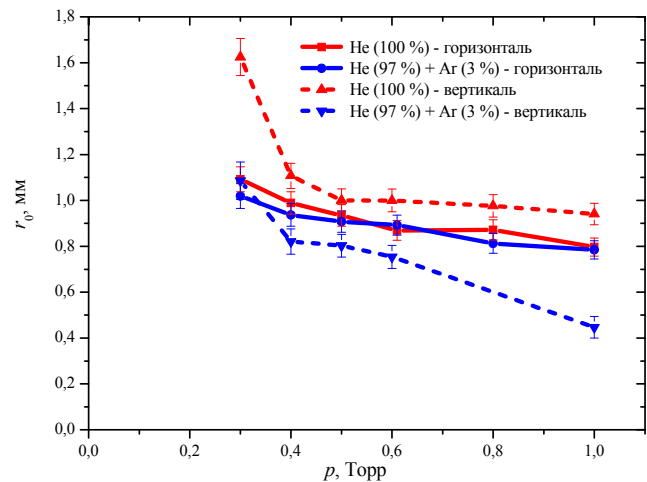


Рис. 3. Зависимости среднего расстояния между ближайшими частицами в горизонтальном и вертикальном сечениях в чистом гелии и гелий-аргоновой смеси от давления

Характеристики разряда в смеси газов

1. Дрейф электронов. При дрейфе в электрическом поле электроны приобретают энергию от электрического поля — за счет джоулева нагрева за единицу времени электрон приобретает в среднем энергию $Q_{EW} = eEW$, здесь e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля, W — скорость дрейфа. Энергия, получаемая электроном, теряется в упругих столкновениях с атомами, затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию, кроме того электроны уносят или приобретают энергию при рекомбинации: $Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{ex} + Q_{ion} + Q_{rec}$. Здесь в правой части представлены соответствующие средние энергопотери одного электрона за единицу времени (при рекомбинации электрон может и приобретать энергию, например, при тройной рекомбинации) [13—17].

Функция распределения электронов по энергиям в переменном электрическом поле с амплитудой E_a примерно соответствует функции распределения в постоянном поле $E = E_a/\sqrt{2}$ [17]. Поэтому проанализируем ФРЭЭ при дрейфе в однородном постоянном поле. Если приращение скорости электрона между упругими столкновениями превышает скорость атомов, то решение уравнения Больцмана в двухчленном приближении имеет вид [13—15]:

$$f_0(v) = A \exp \left(- \frac{3m}{M} \left(\frac{mN}{eE} \right)^2 \int_0^v c^2 \sigma_{el}(c) dc \right), \quad (1)$$

где константа A — определяется из условия нормировки. При степенной зависимости сечения от скорости: $\sigma_{el}(c) = \sigma_0(c/c_0)^r$ — интеграл в (1) вы-

числяется. В случае постоянной частоты столкновений $\sigma_{el}(c) = \sigma_0(c/c_0)^{-1/2}$ распределение (1) переходит в распределение Максвелла, при постоянном сечении: $\sigma_{el}(c) = \sigma_0$, распределение (1) переходит в распределение Дрювестейна.

При дрейфе электрона в смеси газов запись уравнения баланса энергии электрона имеет вид:

$$-\left(\frac{eE}{m}\right)^2 \frac{1}{\sigma_0 N_0 c} \frac{df_0}{dc} = 3mc^2 f_0 \sum_k \frac{\sigma_k N_k}{M_k} + \sigma_0 N_0 c < C^2 > \frac{df_0}{dc}. \quad (2)$$

Определим сечение упругих электрон-атомных столкновений в смеси газов как $\sigma_0 = \sum_k \sigma_k$, обозначим долю k -го сорта газа $\omega_k = N_k / N_0$, где полная числовая плотность атомов $N_0 = \sum_k N_k$, здесь суммирование ведется по всем сортам газа. Тогда уравнение (2) принимает вид:

$$(V^2 + < C^2 >) \frac{df_0}{dc} = -3mc^2 f_0 \sum_k \frac{\sigma_k \omega_k}{\sigma_0 M_k}, \quad (3)$$

где введено обозначение $V = eE / m\sigma_0 N_0 c$ для приращения скорости электрона между упругими столкновениями. Решение этого уравнения имеет вид:

$$f_0(v) = A \exp \left(-m \int_0^v \sum_k \frac{\sigma_k \omega_k}{\sigma_0 M_k} \frac{3cdc}{V^2 + < C^2 >} \right). \quad (4)$$

Для расчета использовался метод Монте-Карло, аналогичный тому, который использовался в работе [18]. После каждого столкновения проводилось интегрирование уравнения движения электрона в постоянном поле и, в соответствии с известными сечениями упругих и неупругих процессов, определялась вероятность того или иного события. При этом полагалось, что:

1) атомы газа имеют максвелловское распределение по скоростям и не меняют своей температуры из-за столкновений с электронами;

2) упругие электрон-атомные столкновения происходят как столкновения твердых сфер, т. е. происходит изотропное рассеяние в системе центра масс, а сечение столкновения зависит от энергии их относительного движения;

3) потери электронов на возбуждение атомных уровней невозможны, т. е. возбужденные атомы теряют энергию возбуждения в режиме объемного высвечивания, а метастабильные атомы диффундируют за границы рассматриваемого объема и там пропадают;

4) при ионизации электронным ударом налетающий на атом электрон теряет энергию, равную сумме энергии ионизации и кинетической энергии второго электрона. Считалось, что после акта ионизации его энергия равна: $\varepsilon'_1 = \varepsilon_1 - I - \varepsilon'_2$. Энергия первого электрона с равной вероятностью имеет все возможные значения: $\varepsilon'_1 = (\varepsilon_1 - I)R$, где $0 < R < 1$ — случайное число, соответственно, энергия второго электрона $\varepsilon'_2 = (\varepsilon_1 - I)(1 - R)$;

5) процессы рекомбинации электронов и атомов, тушения возбужденных уровней и переноса резонансного излучения не меняют энергии электронов.

В табл. 1 приведены кинетические характеристики дрейфа электронов в чистом гелии (расчет 1), гелий аргоновой смеси (расчеты 2—5) и чистом аргоне (расчет 6). Приведены скорости дрейфа, средняя энергия и характеристики энергобаланса — затраты приобретаемой энергии на возбуждение, ионизацию различных компонентов газа. Расчеты показывают, что энергозатраты на ионизацию гелия и аргона сравниваются уже при 0,2%-концентрации аргона, а при 1%-концентрации — затраты на ионизацию аргона уже в 6 раз выше, чем на ионизацию гелия. Изменение концентрации аргона не сильно влияет на среднюю энергию электронов, но в энергобалансе велики энергозатраты на возбуждение атомов гелия. Поэтому надо иметь в виду возможность довольно сильное влияние метастабильных атомов гелия на распределение электронов по скоростям из-за сверхупругих столкновений с возбужденными атомами гелия.

Таблица 1

Результаты расчетов характеристик дрейфа электронов при $E/N = 20$ Тд

№ расчета	1	2	3	4	5	6
Доля He, %	100	99,9	99	97	90	0
Доля Ar, %	0	0,1	1	3	10	100
Скорость дрейфа, км/с	44,0	44,0	42,8	40,5	35,5	18,7
Средняя энергия, эВ	7,80	7,77	7,5	7,1	6,5	5,7
Доля в ионизацию He, %	2,8	2,6	1,7	0,9	0,07	0
Доля в ионизацию Ar, %	0	1,3	10,4	21,8	27,2	1,36
Доля на возбуждение He, %	76,2	73,8	56,5	31,6	6,02	0
Доля на возбуждение Ar, %	0	1,06	8,93	2,19	43,0	90,0

На рис. 4 приведены функции распределения электронов по энергии при различной процентной доле атомов аргона в гелий — аргонной смеси: сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками — в чистом аргоне, штрихованная кривая с кружочками — в гелии с 0,1%-содержанием аргона, штрих-пунктирные линии — 1, 3, 10 и 100%-содержанием аргона. Для всех расчетов $E/N = 20$ Тд. На верхнем рисунке функция распределения нарисована в логарифмическом масштабе для демонстрации «хвостов», на нижнем — в линейном для демонстрации влияния доли аргона на тело функции распределения. На вкладке указано значение средней кинетической энергии электронов $K = \langle \varepsilon \rangle$.

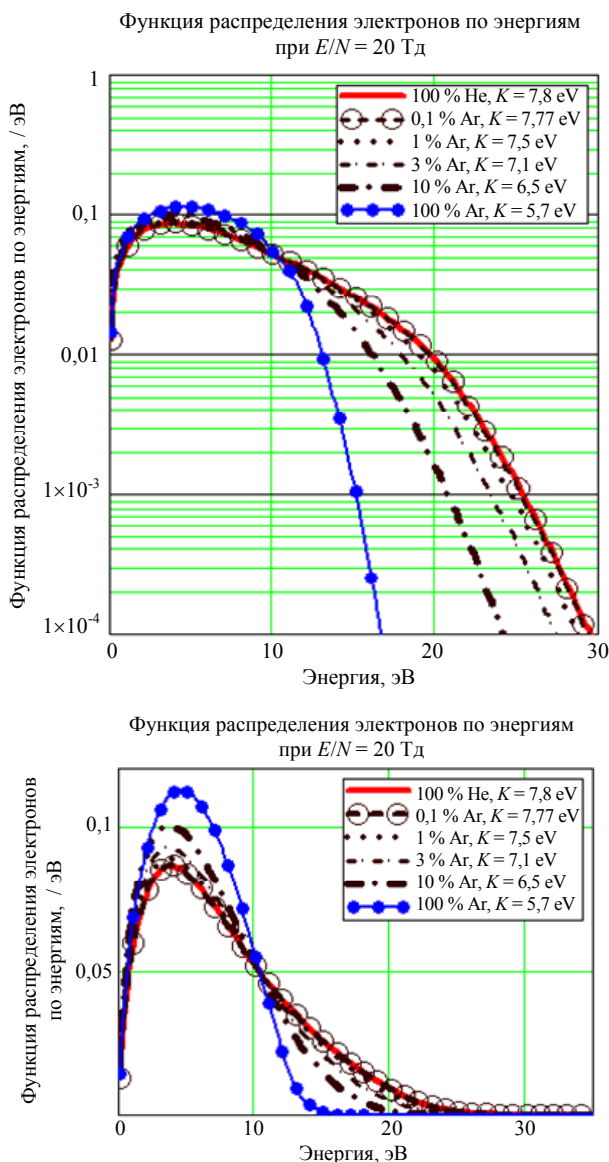


Рис. 4. Функции распределения электронов по энергии при различных долях аргона в гелий — аргонной смеси при дрейфе в однородном постоянном поле $E/N = 20$ Тд. На верхнем рисунке функция распределения нарисована в логарифмическом масштабе для демонстрации «хвостов», на нижнем — в линейном для демонстрации влияния доли аргона на тело функции распределения

Результаты расчетов дают достаточно полную картину о механизме влияния малых добавок аргона на характеристики электронов в газовом разряде. Наиболее интересным и важным с практической точки зрения фактом является сильное увеличение частоты ионизации при незначительной (порядка долей процента) добавке аргона. В этом случае в основном ионизоваться будут атомы аргона, соответственно, в разряде будут в основном представлены ионы аргона.

2. Дрейф ионов. По аналогии с гидродинамическим приближением часто полагается, что дрейф ионов описывается сдвинутой функцией распределения Максвелла:

$$f_0(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m[(u-W)^2 + v^2 + w^2]}{2T_i} \right). \quad (5)$$

Это распределение имеет два параметра — среднюю скорость ионов W (скорость дрейфа) и температуру ионов T_i , которая определяет тепловой разброс скоростей ионов $V_T = (T_i/m)^{1/2}$, здесь направление поля и дрейфа совпадает с осью x .

Наиболее важной на практике характеристикой ионного потока является средняя кинетическая энергия ионов, которая связана с эффективной температурой ионов соотношением

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{eff}. \quad (6)$$

Именно эффективная температура ионов должна учитываться при определении макроскопических характеристик плазмы, например, радиуса Дебая.

Введение ионной температуры, отличающейся от температуры атомов, может оказаться недостаточно для описания функции распределения ионов. Ведь средняя энергия хаотического движения ионов в направлении вдоль поля и поперек в сильном поле отличаются. Поэтому имеет смысл введение двух различных температур ионов — вдоль поля $T_{||}$ и поперек поля $T_{\perp}$. В этом случае средняя энергия иона равна:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m W^2 + \frac{3}{2} T_i = \frac{1}{2} m W^2 + \frac{1}{2} T_{||} + T_{\perp}. \quad (7)$$

Число Маха, определяемое в газовой динамике через отношение скорости газа к скорости звука $M = u/c_s$, является важнейшей характеристикой течения. Введем в качестве характеристики ионного потока также и эффективное число Маха $M_{eff}^2 = mW / T_i$, где для определения температуры ионов используется соотношение:

$$\frac{3}{2} T_i = \langle \varepsilon \rangle - \frac{1}{2} m \langle u \rangle^2.$$

В сильном поле скорость дрейфа превышает тепловую скорость атомов, а температуры ионов и атомов сильно различаются. В этом случае использование тепловой скорости атомов при вычислении чисел Маха ионного потока приводит к принципиально неверному выводу о характере течения. В частности, в большинстве работ по пылевой плазме говорится о сверхзвуковом потоке ионов, в то время как их разогрев приводит к тому, что поток ионов в собственном газе при учете влияния столкновений с перезарядкой является дозвуковым. Эффективное число Маха при дрейфе ионов в собственном газе оказывается ограниченным сверху, поскольку с увеличением скорости дрейфа пропорционально увеличивается и скорость хаотического движения. Как показывают оценки и расчеты [6, 20] (см. также приведенные ниже результаты расчетов), из-за разогрева ионов при дрейфе в собственном газе значения чисел Маха не могут быть больше двух.

В табл. 2 приведены результаты расчетов кинетических характеристик дрейфа ионов. Получено, что в типичных условиях, при которых проводятся эксперименты с пылевыми структурами, переход к смеси легкого и тяжелого газа позволяет подавить разогрев ионов в электрическом поле и получить сверхзвуковой поток с большими числами

Маха. Отметим, что при этом имеется большая разница между температурами ионов в распределении вдоль и поперек поля. Средняя кинетическая энергия ионов оказывается максимальной при 3%-концентрации аргона.

Выполненные расчеты позволяют сделать следующие выводы о характере изменений ионного потока при разбавлении аргона гелием:

- 1) скорость дрейфа ионов аргона при разбавлении гелием увеличивается в 8,7 раз;
- 2) максимальная значения $T_{\parallel}$ достигается примерно 97 % концентраций гелий;
- 3) энергия ионов криптона при разбавлении аргона гелием увеличивается в 10 раз (с учетом направленного движения ионов);
- 4) эффективное число Маха для потока ионов аргона при разбавлении аргона гелием увеличивается в 7 раз;
- 5) влияние собственного газа наблюдается вплоть до концентраций 0,1 %.

Особенности распределения ионов по скоростям продемонстрированы также и на рис. 5. На нем представлены функции распределения ионов аргона по проекциям скоростей вдоль и поперек поля при различных процентных долях атомов гелия в гелий-аргоновой смеси.

Таблица 2

Результаты расчетов характеристик дрейфа ионов: гелия — (расчет No 0) и аргона (расчеты 1—6) при $E/N = 20$ Тд

№ расчета — сорт иона	0 — He ⁺	1 — Ar ⁺	2 — Ar ⁺	3 — Ar ⁺	4 — Ar ⁺	5 — Ar ⁺	6 — Ar ⁺
Доля Ar, %	0 (чистый He)	0,1	1	3	10	100	100
Скорость дрейфа, km/s	0,94	1,39	1,37	1,24	1,04	0,70	0,16
Температура $T_{\parallel}$, K	529	609	700	959	1115	972	363
Температура $T_{\perp}$, K	345	470	472	479	478	441	314
Температура T_{eff} , K	549	3635	3577	3121	2436	1407	371
Число Маха M	1,21	5,65	5,57	5,04	4,23	2,84	0,64
Число Маха M_{eff}	1,03	4,26	4,07	3,41	2,75	1,96	0,61

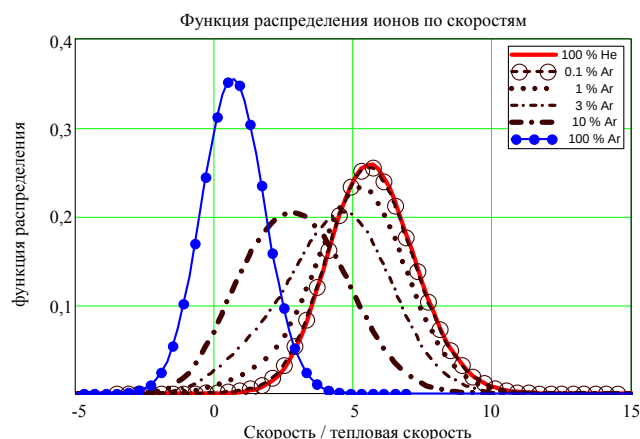
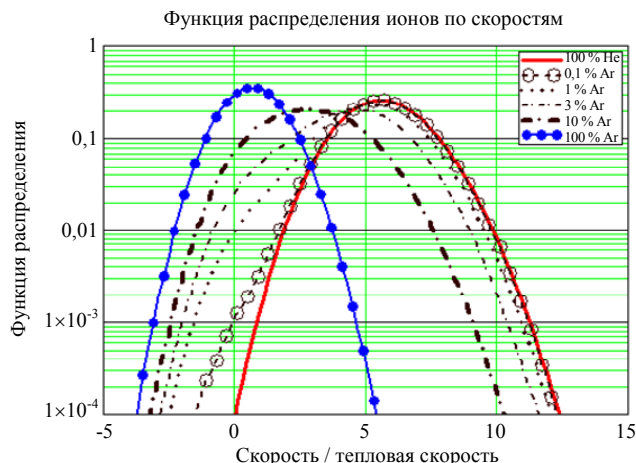


Рис. 5. Результаты расчета функции распределения поля аргона по скоростям при $E/N = 20$ Тд для направлений: поперек электрического поля — слева; вдоль электрического поля — справа при различных долях аргона в гелий-аргоновой смеси

Результаты этих расчетов позволяет прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах. А именно, получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения — конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т. д.

Заключение

В работе проведен анализ экспериментальные исследования пылевых структур в плазме ВЧ-разряда в смеси газов двух типов: «легкого» Не и «тяжелого» Аг. При низкой концентрации аргона увеличивается анизотропия взаимодействия пылинок, что наиболее сильно проявляется в большой разнице расстояний между пылинками в цепочке и между цепочками при 1%-аргона и низком давлении. Этот факт естественным образом ассоциируется с гиперзвуковым характером ионного потока в несобственном газе.

Более полный анализ требует расчетов характеристик разряда в целом — определение плотности электронов, учета нелокальности в распределении электрического поля. Необходимо также и пересмотреть кинетику зарядки пылевых частиц с учетом отклонений функций распределения электрона от максвелловской и пониженным числом связанных ионов (из-за уменьшения частоты соударения ионов с атомами собственного газа). Эти вопросы планируется рассмотреть в следующих работах вместе с новыми экспериментальными результатами.

Приведенные результаты численного моделирования и анализа характеристик дрейфа ионов (см. также [21—24]) и электронов (см. также [25]) в газовых смесях позволяют сделать вывод о том, что использование разряда в смесях различных газов открывает новые перспективы в исследованиях пылевой плазмы [26].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект-14-02-00502-а) и Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант 1573/ГФЗ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2007. № 7. С. 44.
2. Майоров С. А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 869.
3. Шибкова Л. В., Шибков В. М. Разряд в смесях инертных газов. — М.: Физматлит, 2005.
4. Maiorov S. A., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., et al. // Phys. Plasm. 2008. V. 15. P. 093701.
5. Ramazanov T. S., Daniyarov T. T., Maiorov S. A., et al. // Contrib. Plasma Phys. 2010. V. 50. P. 42.
6. Антипов С. Н., Васильев М. М., Майоров С. А. и др. // ЖЭТФ, 2011. Т. 139. № 3. С. 554.
7. Дзлизева Е. С., Ермоленко М. А., Карасев В. Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2014. Т. 100. С. 801.
8. Дзлизева Е. С., Карасев В. Ю., Эйхвальд А. И. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 97. № 1. С. 107.
9. Dosbolaev A. N., Utegenov A. U., Ramazanov T. S. // Contrib. Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 426.
10. Vladimirov S. V., Nambu M. // Phys. Rev. E. 1995. V. 52. P. 2172.
11. Maiorov S. A., Vladimirov S. V., Cramer N. F. // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 017401.
12. Vladimirov S. V., Maiorov S. A., Ishihara O. // Phys. Plasm. 2003. V. 10. P. 3867.
13. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977.
14. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной плазмы. — М.: Наука, 1982.
15. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. — М.: Наука, 1985.
16. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.
17. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1992.
18. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2009. № 10. P. 37.
19. Майоров С. А., Владимиров С. В., Крамер Н. Ф. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 11. С. 1025.
20. Майоров С. А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 9. С. 802.
21. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 1. С. 10.
22. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 135.
23. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 3. С. 253.
24. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 656.
25. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Прикладная физика. 2014. № 4. С. 5.
26. Фортков В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. // УФН. Т. 174. С. 495.

Plasma–Dust Structures in He–Ar RF Discharge

S. A. Maiorov¹, R. I. Golyatina¹, S. K. Kodanova², T. S. Ramazanov², and N. Kh. Bastykova²

¹Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: mayorov_sa@mail.ru

²Institute of Experimental and Theoretical Physics, Almaty
71 al-Farabi av., Almaty, 050040, Kazakhstan
E-mail: kodanova@mail.ru

Received December 20, 2014

The gas mixture discharge has a number of features which can appear in experiments with dusty plasma. For example, in the case of a significant difference in atomic masses of ions and atoms, strong anisotropy of the distribution function over ion velocities takes place, which in turn can cause a significant change in properties of dust structures. In this work, experiments on the study of the dust structures in the gas discharge of a mixture of light and heavy gases, i.e., helium and argon, are analyzed. The results of numerical simulation of ion and electron drift in the mixture of these gases and dust particle charging processes are presented.

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

Keywords: dusty plasma, helium, argon, gas mixture, RF discharge, electron drift, ion drift.

REFERENCES

1. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 7, 44 (2007).
2. S. A. Maiorov, Plasma Phys. Rep. **35**, 869 (2009).
3. L. V. Shibkova and V. M. Shiblov, *Discharge in Mixtures of Inert Gases* (Fizmatlit, Moscow, 2005) [in Russian].
4. S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
5. T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., Contrib. Plasma Phys. **50**, 42 (2010).
6. S. N. Antipov, M. M. Vasil'ev, S. A. Maiorov, et al., Phys. Usp. **139**, 554 (2011).
7. E. S. Dzlieva, M. A. Ermolenko, V. Yu. Karasev, et al., JETP Lett. **100**, 801 (2014).
8. E. S. Dzlieva, V. Yu. Karasev, and A. I. Eikhvald, Opt. Spectrosc. **97**, 107 (2004).
9. A. N. Dosbolaev, A. U. Utegenov, T. S. Ramazanov, et al., Contrib. Plasma Phys. **53**, 426 (2013).
10. S. V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E. **52**, 2172 (1995).
11. S. A. Maiorov, S. V. Vladimirov, and N. F. Cramer, Phys. Rev. E. **63**, 017401 (2001).
12. S. V. Vladimirov, S. A. Maiorov, and O. Ishihara, Phys. Plasm. **10**, 3867 (2003).
13. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York, N. Y., 1974; Mir. Moscow, 1977).
14. L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Nonequilibrium Plasma* (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
15. B. M. Smirnov, *Physics of Weakly Ionized Gas in Problems* (Nauka, Moscow, 1985) [in Russian].
16. E. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (New York, Wiley, 1964; Mir, Moscow, 1967).
17. Yu. P. Raizer, *Physics of Gas Discharge* (Nauka, Moscow, 1992) [in Russian].
18. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 10, 37 (2009).
19. S. A. Maiorov, S. V. Vladimirov, and N. F. Cramer, Plasma Phys. Rep. **28**, 1025 (2002).
20. S. A. Maiorov, Plasma Phys. Rep. **32**, 802 (2006).
21. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, Uspekhu Prikladnoi Fiziki **1**, 10 (2013).
22. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, Uspekhu Prikladnoi Fiziki **1**, 135 (2013).
23. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, Uspekhu Prikladnoi Fiziki **1**, 253 (2013).
24. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, Uspekhu Prikladnoi Fiziki **1**, 656 (2013).
25. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, Prikladnaya Fizika, No. 4, 5 (2014).
26. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, et al., Phys. Usp. **174**, 495.