

УДК 533.9

## О ДРЕЙФЕ ИОНОВ В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

С. А. Майоров

Проанализированы особенности функции распределения ионов по скоростям при их дрейфе в смеси различных газов. Рассмотрены примеры дрейфа тяжелых ионов в легком газе, смеси двух газов равной концентрации и дрейф отдельных легких ионов в тяжелом газе. Показано, что в типичных условиях, при которых проводятся эксперименты с пылевыми структурами в плазме, переход к разряду в смесях различных газов позволяет формировать ионный поток с характеристиками, недостижимыми при разряде в газе с атомами одного сорта.

Электрическое поле вызывает дрейф ионов, и в случае высокой напряженности электрического поля средняя скорость ионов (скорость дрейфа)  $u_d = \mu E$  может быть велика по сравнению с тепловой скоростью атомов газа. Коэффициент подвижности ионов  $\mu(E, N, T)$  зависит как от напряженности поля, так и от параметров газа (температуры, давления, состава). Коэффициенты подвижности обычно хорошо известны для слабых полей и значительно хуже – в случае сильного поля. В сильных полях происходит отклонение функции распределения ионов по скорости от равновесной максвелловской и появляется зависимость коэффициента подвижности от напряженности поля [1].

Помимо определения скорости дрейфа ионов важным вопросом является также и определение соотношения между направленной скоростью и хаотичной, тепловой скоростью ионов. Именно этот вопрос и рассматривался в работах [2, 3], где показано, что из-за эффекта разогрева ионов невозможно получить сверхзвуковой поток ионов с числом Маха больше двух.

Рассмотрим дрейф ионов в смеси различных газов, имея в виду возможности, появляющиеся для экспериментов с пылевой плазмой. Путем выбора состава смеси можно

менять характеристики ионного потока: управлять степенью разогрева ионов и соотношением между продольной и поперечной температурами. Это позволяет прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах [4]. А именно, получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения – ионную фокусировку, анизотропию взаимодействия пылинок и т.д.

*Распределение ионов по скоростям.* Функцию распределения атомов в разрядах с очень хорошей точностью можно полагать максвелловской

$$\varphi(\bar{v}) = \left( \frac{m}{2\pi T_a} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m\bar{v}^2}{2T_a} \right), \quad (1)$$

где  $T_a$  – температура атомов,  $\bar{v} = (u, v, w)$  – вектор скорости и ее проекции на декартовые оси. Функция распределения ионов в приближении слабого поля близка к функции распределения атомов, но в случае сильного поля отличия могут быть значительными.

По аналогии с гидродинамическим приближением часто полагается, что дрейф ионов в сильном поле описывается сдвинутой функцией распределения Максвелла:

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

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

Если скорость дрейфа значительно превышает тепловую скорость атомов  $u_d \gg (T_a/m)^{1/2}$ , а сечение резонансной перезарядки и средняя длина свободного пробега иона  $\lambda_{st} = 1/\sigma_0 n_a$  не зависят от скорости, то решение уравнения Больцмана для проекции скорости ионов вдоль поля имеет вид [1–3]:

$$f(u) = \Theta(u) \left( \frac{2m}{\pi T_E} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mu^2}{2T_E} \right), \quad (3)$$

где  $\Theta(u)$  – функция Хэвисайда,  $T_E \equiv eE\lambda_{st}$ . Распределение (3) является половинкой распределения Максвелла с температурой, равной энергии, набираемой ионом на средней длине свободного пробега. Средняя кинетическая энергия ионов, обусловленная движением в направлении поля, для распределения (3) равна  $\frac{1}{2}m\langle u^2 \rangle = \frac{1}{2}T_E = \frac{1}{2}eE\lambda_{st}$ , средняя скорость ионов (скорость дрейфа)  $u_d = (2eE\lambda_{st}/\pi m)^{1/2} = (2T_E/\pi m)^{1/2}$ .

Функция распределения по проекции скорости на ось, ортогональную направлению поля, полагается равной распределению Максвелла с температурой атомов:

$$f(w) = \left( \frac{m}{4\pi T_a} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mw^2}{2T_a} \right). \quad (4)$$

В сильном поле, когда столкновения с перезарядкой наиболее вероятны, часто полагается, что распределения (3), (4) являются хорошим приближением для функций распределения ионов по скоростям [1]. Однако, как показано в приведенных ниже расчетах, даже в сильном поле распределение ионов довольно сильно отличается от распределений (3), (4). Причина заключается в газокинетических столкновениях, вклад которых в хаотизацию направленного движения ионов велик из-за того, что передача заряда при близких столкновениях происходит с вероятностью 1/2 (см., например, [1–3]).

*Разогрев ионов при дрейфе в электрическом поле.* Для оценки степени влияния разогрева ионов в поле на характеристики пылевой плазмы полезной характеристикой является эффективная температура ионов

$$T_{\text{eff}} = \frac{2}{3}\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{3}m\langle v^2 \rangle, \quad (5)$$

которая слагается из теплового движения ионов и скорости направленного движения. 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 вдоль поля и поперек него могут сильно отличаться. Поэтому имеет смысл введение двух различных температур ионов – вдоль поля  $T_{\parallel}$  и поперек поля  $T_{\perp}$ . В этом случае средняя энергия иона равна:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2}mv_d^2 + \frac{1}{2}T_{\parallel} + T_{\perp}. \quad (6)$$

*Число Маха для ионного потока.* Число Маха, определяемое в газовой динамике как отношение скорости газа к скорости звука  $M = u/c_s$ , является важнейшей характеристикой течения сплошной среды. Тип течения (дозвуковой, трансзвуковой и сверхзвуковой) определяется знаком множителя  $(M^2 - 1)$  перед старшей производной в уравнениях газовой динамики, записанных в безразмерном виде. В плазме уравнения газовой динамики часто не работают из-за больших длин свободного пробега по

сравнению с характерными размерами задачи, но число Маха также играет важную роль.

Определим эффективное число Маха  $M_{\text{eff}}^2 = tu_d^2/T_i$ , где температура ионов в свою очередь определяется из следующего уравнения:  $\frac{3}{2}T_i = \frac{1}{2}m\langle u^2 \rangle - \frac{1}{2}m\langle u \rangle^2$ . Величина  $M_{\text{eff}}$ , согласно определению, является числом Маха. Термин “эффективное число Маха” введен мною, поскольку величина  $M = u_d/V_T$ , являющаяся скоростью дрейфа ионов, нормированной на тепловую скорость атомов, в работах по пылевой плазме обычно называется числом Маха. При больших числах Маха  $M \gg 1$  это неверно. Поэтому в результатах расчетов приводится как обычно используемое число Маха, так и эффективное.

#### *Результаты расчетов характеристик дрейфа ионов в собственных газах и смесях.*

В табл. 1–3 приведены результаты расчетов характеристик дрейфа ионов в собственных газах (в качестве примера выбраны благородные газы – строки таблиц 1–5) и некоторых смесях – строки таблиц 6–10. В столбцах таблиц последовательно представлены тип иона, тип второго сорта атомов, их процентная доля, температура ионов в направлении вдоль поля и поперек поля, эффективная температура ионов, число Маха, определяемое через тепловую скорость атомов и тепловую скорость ионов. Температура газа для всех расчетов равна 300 К. Для расчета использовался метод Монте-Карло, при розыгрыше столкновений учитывались резонансная перезарядка, поляризационное взаимодействие ионов с атомами конечного радиуса.

В табл. 1 представлены результаты расчетов для случая слабых полей, когда скорость дрейфа ионов мала по сравнению со скоростью атомов и величина разогрева ионов мала по сравнению с температурой атомов. Для всех расчетов в этой таблице  $E/N = 10Td$ .

В табл. 2 представлены результаты расчетов для случая умеренно сильных полей (отношение  $E/N = 100Td$ ), когда скорость дрейфа ионов сравнима со скоростью атомов и величина разогрева ионов по порядку величины сравнима с температурой атомов.

В табл. 3 представлены результаты расчетов для случая сильных полей (отношение  $E/N = 1000Td$ ), когда скорость дрейфа ионов во много раз больше скорости атомов, а величина разогрева ионов значительно превышает температуру атомов.

Расчеты 1–5 выполнены для ионов благородных газов – гелия, неона, аргона, криптона и ксенона при их дрейфе в собственном газе.

Таблица 1

*Характеристики потока ионов при их дрейфе в собственном газе и смесях для случая слабых полей, когда скорость дрейфа ионов мала по сравнению со скоростью атомов,  $E/N = 10Td$ . Рассматривается дрейф ионов в собственном газе, разбавленном вторым газом (сорт газа указан в третьем столбце), процентная доля его приведена в четвертом столбце*

No	Ион	2-ой газ	его доля, %	$T_{  }$	$T_{\perp}$	$T_{eff}$	$M$	$M_{eff}$
1	$\text{He}^+$	—	0	321	306	322	0.34	0.33
2	$\text{Ne}^+$	—	0	318	305	319	0.31	0.31
3	$\text{Ar}^+$	—	0	305	301	305	0.16	0.16
4	$\text{Kr}^+$	—	0	304	302	304	0.15	0.15
5	$\text{Xe}^+$	—	0	302	300	302	0.11	0.11
6	$\text{Xe}^+$	He	100	322	308	774	2.14	2.10
7	$\text{Xe}^+$	He	95	395	321	464	1.09	1.01
8	$\text{Ne}^+$	Ar	50	316	308	317	0.26	0.26
9	$\text{Ar}^+$	Ne	50	311	303	312	0.26	0.26
10	$\text{H}^+$	Xe	100	474	471	474	0.12	0.09

Таблица 2

*То же самое, что и в табл. 1 для случая умеренно сильных полей ( $E/N = 100Td$ ), когда скорость дрейфа ионов сравнима со скоростью атомов*

No	Ион	2-ой газ	его доля, %	$T_{  }$	$T_{\perp}$	$T_{eff}$	$M$	$M_{eff}$
1	$\text{He}^+$	—	0	1053	462	1213	2.35	1.59
2	$\text{Ne}^+$	—	0	1010	492	1173	2.25	1.51
3	$\text{Ar}^+$	—	0	600	387	652	1.39	1.13
4	$\text{Kr}^+$	—	0	554	382	603	1.28	1.06
5	$\text{Xe}^+$	—	0	462	349	487	1.00	0.88
6	$\text{Xe}^+$	He	100	4676	548	18805	13.0	5.13
7	$\text{Xe}^+$	He	95	4111	999	6051	6.34	2.35
8	$\text{Ne}^+$	Ar	50	1117	698	1310	2.17	1.30
9	$\text{Ar}^+$	Ne	50	866	465	1020	2.05	1.45
10	$\text{H}^+$	Xe	100	6789	6728	6797	0.77	0.17

Таблица 3

то же самое, что и в табл. 1 для случая сильных полей ( $E/N = 1000Td$ ),

когда скорость дрейфа ионов во много раз больше скорости атомов

No	Ион	2-ой газ	его доля, %	$T_{  }$	$T_{\perp}$	$T_{\text{eff}}$	$M$	$M_{\text{eff}}$
1	$\text{He}^+$	—	0	14948	2856	16862	9.98	2.08
2	$\text{Ne}^+$	—	0	13952	3727	16785	9.86	2.03
3	$\text{Ar}^+$	—	0	6721	1818	7897	6.67	1.97
4	$\text{Kr}^+$	—	0	5828	1801	7013	6.22	1.92
5	$\text{Xe}^+$	—	0	4077	1328	4922	5.17	1.89
6	$\text{Xe}^+$	He	100	55892	843	104000	29.2	3.65
7	$\text{Xe}^+$	He	95	41058	5926	57929	20.1	2.62
8	$\text{Ne}^+$	Ar	50	10469	7650	19906	9.71	1.64
9	$\text{Ar}^+$	Ne	50	10464	3053	13762	9.08	2.11
10	$\text{H}^+$	Xe	100	57312	54875	56865	3.15	0.23

Расчеты 6–7 выполнены для ионов ксенона при их дрейфе в чистом гелии и при добавке в гелий 5% ксенона.

Расчеты 8–9 выполнены для ионов неона и аргона при их дрейфе в смеси газов неона и аргона в равной пропорции.

Расчет 10 выполнен для ионов водорода при их дрейфе в чистом ксеноне.

Приведенные в таблицах данные могут использоваться для получения характеристик ионного потока при других значениях напряженности поля и давления газа с помощью интерполяции.

*Обсуждение и выводы.* Приведенные в таблицах результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы:

1) при дрейфе тяжелых ионов в легком газе происходит подавление разогрева ионов в электрическом поле и формирование, при достаточно высокой напряженности электрического поля, сверхзвукового ионного потока;

2) при дрейфе ионов в смесях газов с близкими свойствами (атомный вес и потенциал ионизации) из-за уменьшения частоты столкновений с резонансной перезарядкой меняется соотношение между продольной и поперечной температурами;

3) при дрейфе легких ионов в тяжелом газе происходит значительное уменьшение скорости дрейфа и возможно получение ионного потока с малыми числами Маха.

Полный анализ приведенных данных, а также вида функций распределения ионов по скорости, которые не приводятся в этом кратком сообщении, позволяют получить много интересных результатов. Но это не является целью данной работы, поскольку основной задачей является привлечение внимания экспериментаторов к новым возможностям в исследованиях пылевой плазмы, например, к экспериментам с пылевой плазмой при разряде в смесях He-Hg, He-Xe, He-Kr, He-Ar, Ne-Ar-Kr, K-Xe, Na-Xe, K-Kr. Возможны и другие комбинации.

Первые эксперименты с использованием разряда в смеси гелия с добавкой незначительного количества более тяжелого газа (криптона [5, 6] и аргона [7, 8]) показали значительное изменение свойств пылевых структур в таком разряде.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 06-08-01554-а и 08-02-00791-а), Министерства энергетики и минеральных ресурсов Республики Казахстан (грант КТМ-2) и Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007).

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] И. Мак-Даниэль, Э. Масон, *Подвижность и диффузия ионов в газах* (М., Мир, 1976).
- [2] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **32**(9), 802 (2006).
- [3] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 6, 37 (2006).
- [4] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 7, 44 (2007).
- [5] Д. В. Попова, С. А. Майоров, С. Н. Антипов, О. Ф. Петров, в: *Тезисы докладов XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС* (Москва, 2008), с. 270; *Тезисы XXIII Международной конференции “Уравнения состояния вещества”* (Эльбрус, 2008), с. 214.
- [6] D. V. Popova, S. A. Maiorov, S. N. Antipov, et al. in: *Book of Abstracts of Fifth International Conference on Physics of Dusty Plasmas* (Ponta Delgada, Azores, 2008), p. 139.
- [7] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., in: *Book of Abstracts of Fifth International Conference on Physics of Dusty Plasmas* (Ponta Delgada, Azores, 2008), p. 82.

- [8] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).

Институт общей физики

им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 30 октября 2008 г.

Расчеты 6–7 выполнены для ионов ксенона при их дрейфе в пакете газов в при добавке в гелий 5% ксенона.

Расчеты 8–9 выполнены для дротовых анодов из вольфрама с диаметром 0,15–0,25 мм и аргона в разной пропорции.

Расчет 10 выполнен для иона  $(\text{ArO})^{+}$  при 90% аргона и 10% ксенона.

При выполнении расчетов в различных моделях отсутствует возможность вычисления коэффициентов дифракции на ионы, что делает результаты расчетов не точными.

Следует отметить, что в расчетах, выполненных в различных программах, можно сделать следующие выводы:

1) в расчетах с использованием метода Монте-Карло (MHD, MHD-3D, MHD-3D-2, MHD-3D-3) и метода конечных элементов (FEM3D, FEM3D-2) коэффициенты дифракции на ионы варьируются в пределах 10–20%;

2) в расчетах с использованием метода конечных элементов (FEM3D, FEM3D-2) коэффициенты дифракции на ионы варьируются в пределах 10–20%;

3) в расчетах с использованием метода конечных элементов (FEM3D, FEM3D-2) коэффициенты дифракции на ионы варьируются в пределах 10–20%.

В заключение необходимо отметить, что в расчетах с использованием метода конечных элементов (FEM3D, FEM3D-2) коэффициенты дифракции на ионы варьируются в пределах 10–20%, что является следствием того, что в расчетах с использованием метода конечных элементов (FEM3D, FEM3D-2) коэффициенты дифракции на ионы варьируются в пределах 10–20%.