

УДК 533.9

**О СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ИОНОВ В ЛЕГКОМ ГАЗЕ**

С. А. Майоров

*Проанализирована возможность достижения больших чисел Маха в случае дрейфа тяжелых ионов в легком газе. Получено, что в типичных условиях, при которых проводятся эксперименты с пылевыми структурами в плазме, переход к смеси легкого и тяжелого газа позволяет подавить разогрев ионов в электрическом поле и получить сверхзвуковой поток с большими числами Маха. Рассмотрен пример дрейфа ионов ксенона в гелии.*

Электрическое поле вызывает дрейф ионов и средняя скорость ионов (скорость дрейфа)  $u_d = \mu E$  может быть велика по сравнению с тепловой скоростью атомов газа. Коэффициент подвижности ионов  $\mu(E, N, T)$ , вообще говоря, зависит как от напряженности поля, так и от параметров газа (температуры, давления, состава).

Помимо определения скорости дрейфа ионов важным является также и определение соотношения между направленной скоростью и хаотичной, тепловой скоростью ионов. Именно этот вопрос и рассматривался в работах [1, 2], где показано, что из-за разогрева ионов в электрическом поле невозможно получить сверхзвуковой поток ионов с числом Маха больше двух.

Рассмотрим дрейф тяжелых ионов в легком газе. Такая ситуация может реализоваться, например, при разряде в смеси гелия и ксенона при малой концентрации последнего, при движении молекулярных ионов, ионных кластеров.

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

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

где  $T_a$  – температура атомов,  $\mathbf{v} = (u, v, w)$  – вектор скорости и ее проекции на декартовы 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:

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

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  $x$ .

В случае движения ионов в собственном газе основную роль играют столкновения ионов с резонансной перезарядкой. Хотя при низких энергиях ионов ( $< 1$  эВ) сечение поляризационного взаимодействия ионов с атомами обычно сравнимо с сечением резонансной перезарядки, вклад столкновений с перезарядкой в диффузионном сечении в два раза выше из-за того, что при каждом столкновении с перезарядкой ион полностью теряет свою скорость.

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 вдоль поля имеет вид [1–4]:

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

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:

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

*Разогрев ионов при дрейфе в электрическом поле.* Для учета влияния отклонения функции распределения ионов от максвелловской функции (1) удобной характеристикой

является эффективная температура ионов

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

которая складывается 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 недостаточным 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:

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

Часто полагается, что распределение ионов описывается сдвинутой максвелловской функцией (2) с температурой ионов, равной температуре атомов  $T_i = T_a$ . Соответственно, тепловой разброс скоростей ионов и атомов характеризуется тепловой скоростью атомов  $V_T = (T_a/m)^{1/2}$ . В этом случае средняя энергия иона складывается из энергии направленного движения и тепловой энергии:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} m u_d^2 + \frac{3}{2} T_a. \quad (7)$$

При дрейфе иона в собственном газе и определяющей роли столкновений с резонансной перезарядкой средняя энергия иона определяется уравнением [3, 4]:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\pi}{4} m u_d^2 + \frac{3}{2} T_a. \quad (8)$$

Средняя энергия иона в сильном поле в приближении постоянного времени свободного пробега (поляризационное взаимодействие) определяется с помощью уравнения Ванье [3, 4]:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} m u_d^2 + \frac{1}{2} M_a u_d^2 + \frac{3}{2} T_a, \quad (9)$$

которое учитывает столкновения частиц двух сортов – ионов и атомов (или молекул) с массами  $m$  и  $M_a$  соответственно. Первый член в правой части учитывает энергию направленного движения, второй – хаотизацию приобретенной в поле энергии, третий – хаотическое тепловое движение с температурой атомов  $T_a$ .

*Число Маха для ионного потока.* Число Маха, определяемое как отношение скорости газа к скорости звука  $M = u/c_s$ , является важнейшей характеристикой течения в газовой динамике. 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 число Маха также играет важную роль.

Вычислим значение эффективного числа Маха  $M_{\text{эфф}}^2 = mu_d^2/T_i$ , используя для определения температуры ионов следующее уравнение:  $\frac{3}{2}T_i = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle - \frac{1}{2}m\langle u_d \rangle^2$ . Величина  $M_{\text{эфф}}$  согласно определению является числом Маха. Термин эффективное число Маха введен, 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. Как показано ниже, при  $M > 1$  это неверно.

При движении ионов в собственном газе и преимущественном влиянии столкновений с перезарядкой, используя аппроксимацию средней энергии ионов (7), получаем эффективное число Маха:

$$M_{\text{эфф}}^2 = \frac{M^2}{1 + M^2(\pi - 2)/6} < \frac{6}{\pi - 2}. \quad (10)$$

Эффективное число Маха (9) ограничено сверху, поскольку с увеличением скорости дрейфа пропорционально увеличивается скорость хаотического движения. Следовательно, из-за разогрева ионов значения чисел Маха не могут быть больше двух.

Для поляризационных столкновений ионов с атомами той же массы  $M_a = m$ , используя аппроксимацию средней энергии ионов (8), получаем эффективное число Маха:

$$M_{\text{эфф}}^2 = \frac{M^2}{1 + M^2/3} < 3. \quad (11)$$

При столкновениях ионов с атомами массы  $M_a = \alpha m$  получаем, что эффективное число Маха

$$M_{\text{эфф}}^2 = \frac{M^2}{1 + \alpha M^2/3} < 3/\alpha \quad (12)$$

может достигать больших величин при уменьшении массы рассеивающих частиц.

*Пример распределения ионов при дрейфе в легком газе.* Продемонстрируем рассмотренные выше особенности дрейфа ионов в легком газе на примере, наиболее интересном с точки зрения реализации в экспериментах с плазменно-пылевыми структурами в разряде постоянного тока. Возьмем самый тяжелый и легкий из благородных газов – ксенон и гелий. Поскольку потенциал ионизации гелия почти в два раза выше, в условиях разряда в смеси гелий-ксенон возможен случай, когда ионы представлены в основном ионами ксенона, а буферный газ – атомами гелия.

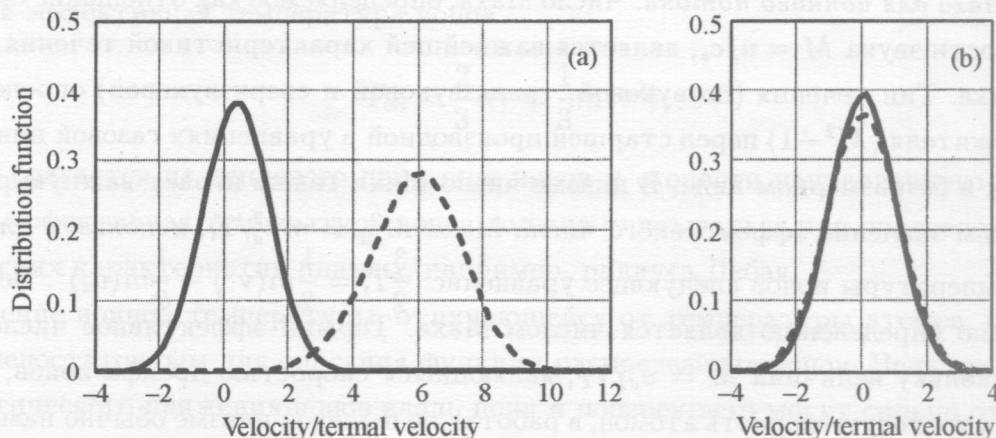


Рис. 1. Результаты расчета методом Монте-Карло функций распределения ионов ксенона по скорости (а) вдоль и (б) поперек направления поля: в чистом ксеноне (сплошные кривые), и в чистом гелии (штрихованные кривые). Температура газа 300 К, плотность атомов  $n_a \approx 3.29 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , напряженность электрического поля  $E = 10 \text{ В/см}$  ( $E/N = 61Td$ ), давление 1 Торр.

Результаты расчетов дрейфа однократно заряженных ионов ксенона в атомарном гелии представлены в табл. 1 и на рис. 1. Для сравнения приведены также результаты расчета дрейфа ионов ксенона в собственном газе при том же отношении  $E/N = 61Td$ . Для расчета использовался метод Монте-Карло, при розыгрыше столкновений учитывались резонансная перезарядка, поляризационное взаимодействие ионов с атомами конечного радиуса (модель с твердым кором – см. [3, 4]).

*Обсуждение и выводы.* Анализ функций распределения показывает, что 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. Несмотря на большую анизотропию (и большую разницу между температурами  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  – см. табл. 1), распределение по скорости очень хорошо описывается сдвинутой максвелловской функцией распределения (2).

Этот результат позволяет прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах [5, 6], а именно: получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения – конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т.д. [6–8].

В работах [9, 10] приведены результаты исследований плазменно-пылевых образований в разряде постоянного тока в гелии при криогенных температурах. Были выполне-

ны эксперименты при комнатной температуре, температуре жидкого азота и гелия. При разряде в гелии при низких температурах происходит конверсия иона  $\text{He}^+$  в молекулярный ион  $\text{He}_3^+$ . Для них отсутствует резонансная перезарядка, а поскольку столкновения тяжелых молекулярных ионов  $\text{He}_3^+$  с легкими атомами He незначительно меняют их скорость, то при низких температурах возможно достижение больших чисел Маха из-за конверсии ионов гелия в молекулярные ионы и кластеры. Отчасти именно этим фактором может объясняться изменение свойств пылевых структур при охлаждении стенок газоразрядной трубки.

Т а б л и ц а 1

*Результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик потока ионов  $\text{Xe}^+$  в чистом Xe и в чистом He при напряженности электрического поля  $E = 10$  В/см, температуре газа 300 К, давлению 1 Торр.*

Ион-газ	$\text{Xe}^+ - \text{Xe}$	$\text{Xe}^+ - \text{He}$
$M = u_d/V_T$	0.35	5.9
$M_{\text{эфф}} = u_d/(T_i/m)^{1/2}$	0.34	4.9
$T_i$ , К	312	421
$T_{\parallel}$ , К	323	551
$T_{\perp}$ , К	307	355
$T_{\text{эфф}} = \langle \epsilon \rangle 2/3$ , К	324	3891

Исходя из этого, можно предположить, что пылевые структуры при разбавлении гелия ксеноном будут проявлять те же особенности, что и при охлаждении стенок трубки. А учитывая простоту и низкую стоимость такого эксперимента по сравнению с разрядом в криостате, такое направление исследований представляется перспективным.

Использование разряда в гелии с добавкой незначительного количества тяжелого газа (например, криптона, ксенона) или паров металлов с большим атомным весом (цезия, ртути и т.д.) позволит получить резкое изменение характеристик ионного потока и следует ожидать, соответственно, значительного изменения свойств пылевых структур в таком разряде. Кстати, незначительное наличие примеси в рабочих газах также может приводить к сильному (и неконтролируемому) изменению свойств разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-02-16796-а, 06-02-17520-а, 06-08-01554-а) и Нидерландского научного общества NWO.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. А. Майоров, Физика плазмы **32**(9), 802 (2006).
- [2] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 37 (2006).
- [3] И. Мак-Даниэль, Э. Масон, Подвижность и диффузия ионов в газах (М., Мир, 1976).
- [4] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 3 (2006); N 2, 28 (2007).
- [5] В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, и др., УФН, **174**, 495 (2004).
- [6] M. Lampe, G. Jouce, G. Ganduli, and V. Gavrishchaka, Phys. Plasmas **7**(10), 3851 (2000).
- [7] O. Ishihara and S. V. Vladimirov, Phys. Plasmas **4**, 69 (1997).
- [8] O. Ishihara, S. V. Vladimirov, and N. F. Cramer, Phys. Rev. E **61**, 7246 (2000).
- [9] S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, V. E. Fortov, et al., 27 ICPIG, Eindhoven, The Netherlands, 2005 (Eindhoven Tech. Univ., 2005).
- [10] S. A. Maiorov, S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, et al., 32 EPS Plasma Physics Conference, Tarragona, Spain, 2005, Europhysics Conference Abstracts, **29C**, D2.002 (2005).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 25 апреля 2007 г.