

УДК 533.9

О ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

С. А. Майоров

Проанализирована функция распределения ионов по скоростям в приэлектродном слое газового разряда при учете резонансной перезарядки ионов на атомах буферного газа. Получено, что в типичных условиях газового разряда вблизи электрода распределение ионов по скоростям характеризуется максвелловской функцией с температурой атомов газа и энергией, набираемой ионом на длине свободного пробега.

В типичных условиях газового разряда низкого давления вблизи электрода формируется слой плазмы, в котором нарушается условие квазинейтральности плазмы и существует электрическое поле. В большей части экспериментов по пылевой плазме исследуются свойства частиц, находящихся именно в приэлектродной области [1, 2]. Задача вычисления силы ионного увлечения, действующей со стороны ионного потока на пылинку, является одной из наиболее важных при анализе экспериментальных данных о свойствах пылевых структур [3 – 6]. Зарядовые характеристики макрочастиц, помещенных в плазму газового разряда, рассмотрены во многих работах последних лет [7 – 13]. Но вопрос о функции распределения ионов потока по скоростям не рассматривался, хотя он имеет первостепенную важность для определения характеристик взаимодействия потока ионов с заряженной пылинкой. При определении характеристик ионного потока обычно полагается, что средняя кинетическая энергия направленного движения ионов определяется электростатическим потенциалом. В этом случае, по аналогии с гидродинамическим движением, говорится о потоке ионов, который имеет среднюю скорость u_0 и характеризуется сдвинутой функцией распределения Максвелла:

$$f_0(v) = \left(\frac{m}{2\pi T_0}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v-u_0)^2}{2T_0}\right). \quad (1)$$

Разброс скоростей определяется температурой ионов в разряде, которая полагается равной температуре атомов $T_i = T_a = T_0$.

Во многих работах последних лет [8, 9, 11, 12] обращено внимание, что редкие столкновения ионов радикально меняют характеристики экранирования и зарядки пылинок. В работах [14] обнаружено, что редкие столкновения ионов с атомами радикально меняют силу взаимодействия пылинки с потоком (появляется эффективная реактивная сила, ускоряющая пылинку против потока) и приводят к дополнительному расталкиванию пылинок (появляется эффективная рекомбинационная сила). В настоящей работе рассмотрено влияние столкновений ионов с атомами газа на характеристики ионного потока.

Приведем некоторые оценки характерных параметров плазмы в приэлектродном слое применительно к наиболее распространенным экспериментальным условиям [1]. В качестве примера рассмотрим двухтемпературную плазму аргона, состоящую из однократно заряженных ионов с $z = 1$, с температурой $T_i = 0.025 \text{ эВ}$ и электронов с температурой $T_e = 1 \text{ эВ}$, плотностью ионов $n_i = 10^9 \text{ см}^{-3}$. В экспериментах давление буферного газа варьируется обычно в пределах $1 - 200 \text{ Па}$, при давлении 15 Па числовая плотность атомов газа $n_a \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Сечение резонансной перезарядки иона аргона на неподвижном атоме зависит от энергии и может быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$\sigma_{res}(\varepsilon) = \sigma_{res}(\varepsilon_0)[1 + a_0 \ln(\varepsilon_0/\varepsilon)]^2, \quad (2)$$

где константы аппроксимации равны: $\varepsilon_0 = 1 \text{ эВ}$, $a_0 \approx 0.14$, $\sigma_{res}(\varepsilon_0) = \sigma_0 \approx 4.8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$ [15]. Длина свободного пробега ионов $\lambda_{res}(\varepsilon_0) = 1/\sigma_0 n_a \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Ван-дер-ваальсов радиус атома аргона равен 0.192 нм , поэтому столкновения ионов с перезарядкой будут доминировать над упругими столкновениями.

Толщина приэлектродного слоя составляет несколько электронных радиусов Дебая $r_{De} = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2} \approx 0.04 \text{ см}$, падение потенциала (энергетический барьер) на нем имеет порядок нескольких электронных температур. Соответственно, напряженность электрического поля по порядку величины равна $E = T_e/er_{De} \sim 20 \text{ В/см}$. При таких условиях ион на длине свободного пробега набирает энергию $\varepsilon = eE/\lambda_{res}(\varepsilon) \sim 1 \text{ эВ}$.

Сделанные оценки позволяют предположить следующую модель для описания функции распределения ионов. Положим, что ионы движутся равноускоренно, останавливаясь после каждого акта перезарядки. Тогда кинетическое уравнение Больцмана для пространственно однородного случая имеет вид

$$\frac{eE}{m} \frac{\partial f}{v} = -I_{st}(f) = -f \frac{v}{\lambda_{st}}, \quad (3)$$

$$f(v < 0) \equiv 0,$$

$$f(0) = c_1.$$

Полагая, что длина свободного пробега не зависит от скорости, получим решение (3) в виде:

$$f(v) = c_1 \Theta(v) \exp\left(-\frac{mv^2}{2eE\lambda_{st}}\right), \quad (4)$$

где $\Theta(v)$ – функция Хэвисайда, c_1 – константа, определяемая из условия нормировки. Плотность потока ионов равна $J_i = n_i \left(\frac{2eE\lambda_{st}}{\pi m}\right)^{1/2}$. Если сечение резонансной перезарядки зависит от скорости, то функции распределения ионов имеют вид [15]: $f(v) = c_1 \Theta(v) \exp\left(-\int_0^v n_a v \sigma_{res}(v') \frac{m}{eE} dv'\right)$. Распределение (4) является половинкой распределения Максвелла с температурой $T = T_E \equiv eE\lambda_{st}$. Но отличие (4) от сдвинутого максвелловского распределения (1) носит принципиальный характер.

Анализ влияния распределения (4) на характеристики обтекания пылинки потоком ионов [13, 16] представляет собой отдельную задачу, решение которой возможно, видимо, только в численном эксперименте. Но только в работе [9] в рамках несамосогласованной модели PIC (частиц в ячейке) использовалось распределение ионов, аналогичное (4). Из общих соображений можно предположить, что функция распределения ионов в виде (4) наиболее адекватна при построении моделей для описания экспериментов при повышенном давлении газа, а также при криогенных температурах [1]. Кроме того, влияние столкновений ионов на их распределение по скорости в направлении электрического поля важно и при субтепловых скоростях потока в разряде постоянного тока [1, 17].

В приэлектродном слое плазмы разряда поток ионов не может быть корректно определен без учета резонансной перезарядки ионов. Распределение ионов по скоростям в направлении электрического поля характеризуется полумаксвелловским распределением с эффективной температурой $T_E = eE\lambda_{st}$, равной энергии, набираемой ионами на длине свободного пробега. Распределение ионов по скоростям в направлении, ортогональном потоку, является максвелловским с температурой атомов газа.

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (проекты 02-02-16439 и 04-02-89004 NWO_a) и Нидерландское научное общество NWO (проект 047.016.020) за финансовую поддержку работы, а также А.М. Игнатова и О.Ф. Петрова за полезные обсуждения проблем пылевой плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ф ор т о в В. Е., Х р а п а к А. Г., Х р а п а к С. А. и др. УФН, **174**, 495 (2004).
- [2] L a m p e M., J o u c e G., G a n d u l i G., and G a v r i s h c h a k a V. Phys. of Plasmas, **7**, 3851 (2000).
- [3] B a r n e s M. S., K e l l e r J. H., F o r s t e r J. C., O' N e i l l J. A., and C o u l t a s D. K. Phys. Rev. Lett., **68**, 313.
- [4] T r i g g e r S. A. Phys. Rev. E, **67**, 046403 (2003).
- [5] K h r a p a k S. A., I v l e v A. V., M o r f i l G. E., and Z h d a n o v S. K. Phys. Rev. Lett., **90**, 225002 (2003).
- [6] I v l e v A. V., Z h d a n o v S. K., K h r a p a k S. A., and M o r f i l G. E. Phys. Rev. E, **71**, 016405 (2005).
- [7] D a u g h e r t y J. E., P o r t e o u s R. K., K i l g o r e M. D., and G r a v e s D. B. J. Appl. Phys., **72**(9), 3934 (1992).
- [8] G o r e e J. Phys. Rev. Lett., **69**, 277 (1992).
- [9] Ш в е й г е р т В. А., Ш в е й г е р т И. В., Б е д а н о в В. М. и др. ЖЭТФ, **115**, 877 (1999).
- [10] M e l z e r A., S c h w e i g e r t V. A., and P i e l A. Phys. Rev. Lett., **83**, 73194 (1999).
- [11] З о б н и н А. В., Н е ф е д о в А. П., С и н е л ь щ и к о в В. А., Ф о р т о в В. Е. ЖЭТФ, **118**, 554 (2000).
- [12] L a m p e M., G a v r i s h c h a k a V., G a n d u l i G., and J o u c e G. Phys. Rev. Lett., **86**, 5278 (2001).
- [13] М а и о р о в С. А., V l a d i m i r o v S. V., and C r a m e r N. F. Phys. Rev. E, **63**, No. 1, 017401 (2001); Физика плазмы, **28**, N 11, 1025 (2002).
- [14] М а й о р о в С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 32 (2004); N 8, 37 (2004); Физика плазмы, **23**, N 8, 749 (2005).

- [15] Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. М., Наука, 1988.
- [16] Vladimirov S. V., Maierov S. A., and Cramer N. F. Phys. Rev. E, **67**, No. 1, 016407 (2003).
- [17] Ratynskaia S., Khrapak S., Zobnin A., et al. Phys. Rev. E, (2005).

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 27 января 2005 г.