

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ АРГОНА И ГЕЛИЯ

С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов, Г.И. Сухинин^{1,2}, А.В. Федосеев¹, Н.Х. Бастыкова

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы

¹Институт Теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Представлены результаты численного решения уравнения Больцмана в двучленном приближении с учетом упругих и неупругих столкновений электронов в смеси аргона и гелия. С использованием полученных функций распределения электронов по энергиям получены температура электронов и потенциал пылевых частиц в зависимости от концентрации атомов аргона.

Введение

Пылевая плазма активно исследуется в нескольких направлениях. В лабораторных условиях пылевая плазма активно исследуется в ВЧ-разрядах или в стратифицированных тлеющих разрядах постоянного тока в благородных газах (аргон, неон, гелий) при давлениях $p = 0.1-10$ Торр [1-4]. Наряду с экспериментом большое значение имеет также численное моделирование пылевой системы. В работе [5] приведены результаты расчетов характеристик дрейфов ионов в собственных газах и некоторых смесях. Разряд в смеси легкого и тяжелого газа приводит к появлению особенностей в функции распределения ионов по скоростям, которые могут оказывать существенное влияние на характеристики пылевых структур. Так как, первые эксперименты с использованием разряда в смеси гелия с добавкой незначительного количества более тяжелого газа (аргона) показали значительное изменение свойств пылевых структур в таком разряде [6], поэтому для понимания сложнейших процессов в пылевой плазме большое значение имеет изучение нелокальной электронной кинетики в низкотемпературной плазме разряда малой плотности, нахождение функции распределения электронов в стратифицированном разряде, выявление эффектов взаимовлияния пылевых частиц на параметры плазмы.

В общем случае функция распределения электронов $F(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ по скоростям \mathbf{v} в точке \mathbf{r} определяется из решения уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial}{\partial t} F(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} F - \frac{e_0}{m} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} F = \sum_k C_k^{el}(F) + \sum_{k,l} C_{k,l}^{ex}(F) + \sum_k C_k^{io}(F), \quad (1)$$

где в правой части представлены интегралы столкновений, учитывающие упругие, различные неупругие и ионизационные столкновения.

Мы рассмотрим стационарное распределение электронов в пространственно однородном случае для электрического поля, имеющего только одну компоненту $E_z = E$.

ФРЭЭ можно разложить в ряд по полиномам Лежандра. Оставив первые два члена разложения (двучленное приближение), ФРЭЭ будет иметь вид:

$$F(\mathbf{v}) = F\left(u, \frac{v_z}{v}\right) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{m}{2}\right)^{3/2} \left[f_0(u) + f_z(u) \frac{v_z}{v} \right], \quad (2)$$

где $u = mv^2/2$ – кинетическая энергия электронов, скалярные $f_0(u)$ – изотропная часть ФРЭЭ, $f_z(u)$ – анизотропная часть ФРЭЭ.

Подставляя разложение (2) в уравнение (1), получим систему уравнений для изотропной и анизотропной частей ФРЭЭ.

$$e_0^2 E^2 \frac{\partial}{\partial u} \left[\frac{u}{3K} \frac{\partial f_0}{\partial u} \right] + \frac{\partial}{\partial u} (Gf_0) = uHf_0 - S_0(f_0), \quad (3)$$

$$f_z = \frac{e_0 E_z}{K} \frac{\partial f_0}{\partial u}. \quad (4)$$

Здесь введены функции, зависящие от парциальных плотностей компонент газовой смеси и процессов, определяемых упругими и неупругими процессами столкновения электронов с атомами смеси:

$$G(u) = N \sum_k 2\xi_k \frac{m}{M_k} u^2 Q_k^m(u), \quad (5)$$

$$H(u) = N \sum_{k,l} \xi_k Q_{k,l}^{ex}(u) + N \sum_k \xi_k Q_k^{io}(u), \quad (6)$$

$$K(u) = N \sum_k \xi_k Q_k^{io}(u) + H(u), \quad (7)$$

$$S_0(u) = N \sum_{k,l} \xi_k (u + u_{k,l}^{ex}) Q_{k,l}^{ex}(u + u_{k,l}^{ex}) f_0(u + u_{k,l}^{ex}) + \\ + N \sum_k 4\xi_k (2u + u_{k,l}^{io}) Q_{k,l}^{io}(2u + u_{k,l}^{io}) f_0(2u + u_{k,l}^{io}) \quad (8)$$

$G(u)$ - член, описывающий потери энергии в упругих столкновениях, $S_0(u)$ - член, описывающий появление электрона с энергией u в результате столкновения электрона с более высокой энергией $u+u_k$ в неупругом процессе (возбуждение или ионизация).

$Q_{k,l}^{ex}(u)$ - сечение возбуждения атома сорта k из основного состояния в возбужденной l -ое состояние электроном с кинетической энергией u , $Q_k^{io}(u)$ - сечение ионизации атома сорта k из основного состояния, $Q_k^m(u)$ - моментное (диффузионное) сечение столкновения электрона с атомом сорта k , $\xi_k = N_k/N$ - парциальная концентрация газа сорта $k=(Ar, Ne, He)$, $N = \sum_k N_k$ - полная плотность газа.

Из системы уравнений (3, 4) и (5-8) видно, что в однородном электрическом поле как изотропная, так и анизотропная части ФРЭЭ зависят от приведенного электрического поля и от парциальных концентраций смеси газов.

Плотность электронов n_e и средняя энергия электронов T_e определяются интегралами изотропной части ФРЭЭ:

$$n_e = \int_0^{\infty} f_0(u) u^{1/2} du \quad (9)$$

$$T_e = \frac{2}{3} \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} f_0(u) u^{3/2} du \quad (10)$$

В данной работе будем использовать общепринятую модель ограниченного орбитального движения электронов (orbit motion limited (OML) theory) [8-10], а также будем учитывать

столкновение электронов с пылевыми частицами и пренебрегать влиянием образования вокруг частицы захваченных ионов [11-13].

Потоки электронов и ионов на поверхность частицы соответственно равны [7]:

$$I_e = \sqrt{2/m_e} \int_{-e_0\varphi_s}^{\infty} \sigma_{cap,e}(u) f_0(u) u du, \quad (11)$$

$$I_i(r, z) = \int_0^{\infty} \sigma_{cap,i}(V) f_i(V) V dV, \quad (12)$$

где $f_0(u)$ - изотропная часть функции распределения электронов по энергии, $f_i(V)$ - сдвинутое максвелловское распределение ионов по скоростям, u – кинетическая энергия электронов, $\sigma_{cap,e}$, $\sigma_{cap,i}$ - сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей.

Сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей зависят от скорости (или кинетической энергии) имеют вид:

$$\sigma_{cap,e}(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e_0\varphi_s}{m_e v^2}\right) = \pi a^2 \left(1 + \frac{e_0\varphi_s}{u}\right), & \frac{2e_0\varphi_s}{m_e v^2} > -1, (u > -e_0\varphi_s), \\ 0, & \frac{2e_0\varphi_s}{m_e v^2} < -1, (u < -e_0\varphi_s), \end{cases} \quad (13)$$

$$\sigma_{cap,i}(V) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e_0\varphi_s}{m_i V^2}\right), \quad (14)$$

где $m_{e(i)}$ – масса электронов и ионов, v и V – скорость электронов и ионов, $u = m_e v^2/2$ – кинетическая энергия электронов. Потенциал поверхности пылевой частицы φ_s относительно невозмущенной плазмы принят отрицательным. Ионы предполагаются однозарядными.

Стационарный потенциал поверхности пылевой частицы и ее заряд определяется равенством потоков электронов и ионов, поглощаемых частицей:

$$I_e = I_i, \quad (15)$$

т.е. через неравновесную функцию распределения электронов, формирующейся в разряде в результате набора энергии электронами в электрическом поле и потери энергии в упругих и неупругих столкновениях с атомарными частицами.

Результаты

В настоящей работе проведены расчеты ФРЭЭ в смеси инертных газов из двухчленного уравнения Больцмана в зависимости от приведенного электрического поля E/N при различных концентрациях инертных газов. На рис. 1 и рис. 2 приведены ФРЭЭ в чистых инертных газах в смеси аргона и гелия при $E/p = 4$ В/см/Торр (рис. 1) и $E/p = 20$ В/см/Торр (рис.2) для различных значений концентрации атомов аргона ξ_{Ar} .

Из результатов видно, что функция распределения электронов по энергии в смеси инертных газов зависит от приведенного электрического поля и от парциальной концентрации компонент газа. На рис.3 приведена зависимость отношения частоты ионизации атомов аргона к полной частоте ионизации смеси Ar+He в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar} для различных значений приведенного электрического поля:

$E/p = 1, 2, 5, 10, 20$ В/см/торр. По найденным распределениям ФРЭЭ и значениям приведенного электрического поля получены температура электронов и распределения потенциалов пылевых частиц, помещенных в плазму разряда.

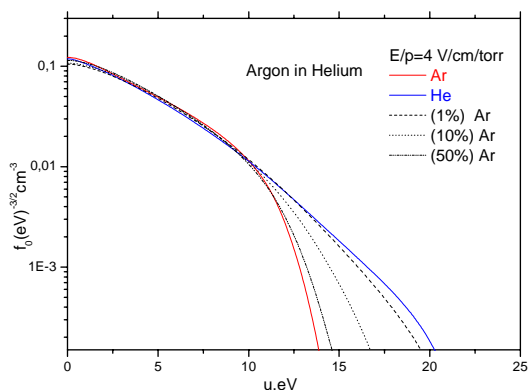


Рисунок 1 - Функция распределения электронов по энергии в смеси аргона и гелия для различных значений концентрации атомов аргона ξ_{Ar}

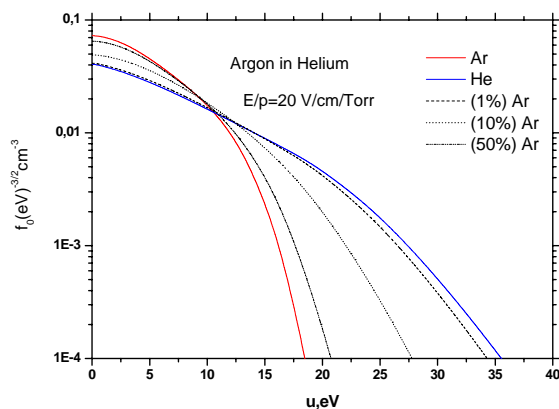


Рисунок 2 - Функция распределения электронов по энергии в смеси аргона и гелия для различных значений концентрации атомов аргона ξ_{Ar}

На рис.4 представлена средняя температура электронов T_e в смеси Ar+He в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar} для различных значений приведенного электрического поля: $E/p = 2, 4, 10, 30, 50$ В/см/торр.

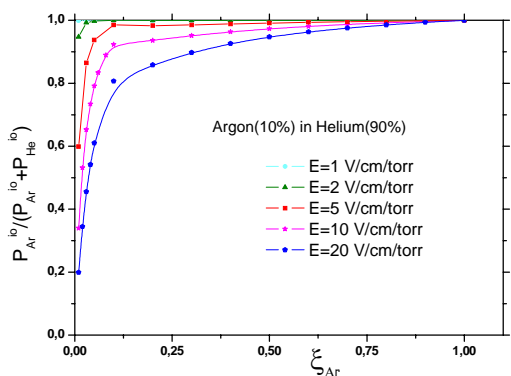


Рисунок 3 - Отношения частоты ионизации атомов аргона к частоте ионизации смеси аргона и гелия в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar}

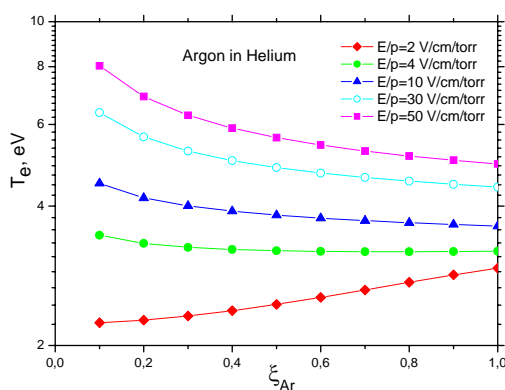


Рисунок 4 - Средняя температура электронов T_e в смеси гелия и аргона в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar} для различных значений приведенного электрического поля

При малых E/p в чистом гелии электроны не успевают разогнаться в электрическом поле до высоких энергий, когда они могут возбуждать или ионизовать атомы гелия. Средняя энергия электронов, пропорциональная “температуре” электронов, определяется главным образом потерей энергии в упругих столкновениях. При высоких значениях E/p начинают играть роль неупругие столкновения. Температура электронов повышается, растет частота ионизации атомов гелия.

На рис.5 приведена функция распределения электронов по энергии в десятипроцентной смеси аргона в гелии в зависимости от потенциала пылевых частиц. На рис.6 представлен потенциал пылевых частиц в смеси Ar+He в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar} для различных значений приведенного электрического поля: $E = 2, 4, 10, 30, 50$ В/см.

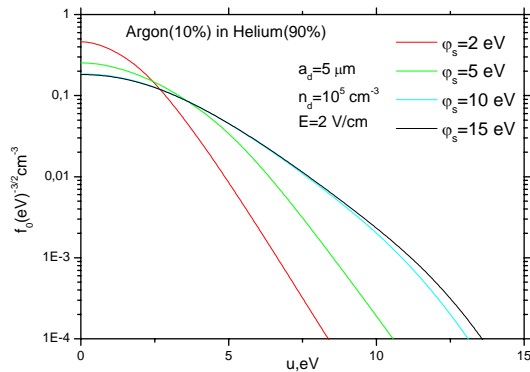


Рисунок 5 - Функция распределения электронов по энергии в десятипроцентной смеси аргона в гелии в зависимости от потенциала пылевых частиц

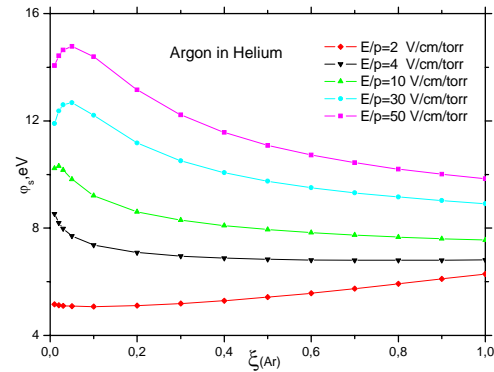


Рисунок 6 - Потенциал пылевых частиц ϕ_s в смеси аргона с гелием в зависимости от концентрации атомов аргона ξ_{Ar} для различных значений приведенного электрического поля

Из представленных результатов видно, что чем меньше потенциал поверхности пылевой частицы, тем большее число электронов могут попасть на нее, так как им надо преодолеть меньший потенциал. Поэтому для $\phi_s = 2$ эВ функция распределения электронов по энергиям имеет наименьшее число высокоэнергетичных электронов. Из рис.6 видно, что потенциал (заряд) пылевых частиц существенно зависят как от величины приведенного электрического поля, так и от концентраций бинарной смеси газа.

Литература

1. Thomas H., Morfill G., Demmel V., Goree J. // Phys. Lett. 73, 652 (1994)
2. Chu J.H., Lin I. // Physica A 205, 183 (1994)
3. Fortov V.E., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Physics of Plasmas 6, 1759 (1999).
4. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., Dosbolaev M.K. Phys. Plasmas 15, 053704 (2008)
5. D.V. Popova, S.A. Maiorov, S.N. Antipov, O.F. Petrov, V.E. Fortov, Book of Abstracts of Fifth International Conference on Physics of Dusty Plasmas, (Ponta Delgada, Azores, 2008), p.139
6. S.A. Maiorov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov and A.N. Dosbolaev // Phys. Plasma, 15, 093701 (2008).
7. G. I. Sukhinin and A. V. Fedoseev. - Plasma Physics Reports, 33, 1023 (2007)
8. P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan. Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas: Theory and Application (New York: Springer-Verlag (1975)
9. J.E. Allen. Phys. Scripta 45 497 (1992)
10. J. Goree. Plasma Sources Sci. Technol. 3 400 (1994).

11. M. Lampe, R. Goswami, Z. Sternovsky, S. Robertson, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, and G. Joyce. - *Phys. Plasmas*, 10, 1500 (2003).
12. I. H. Hutchinson and L. Patacchini. - *Physics of Plasmas*, 14, 013505 (2007)
13. A.V. Zobnin, A.D. Usachev, O.F. Petrov, V.E. Fortov. – *Physics of Plasmas*, 15, 043705 (2008).

АРГОН МЕН ГЕЛИЙ ҚОСПАСЫНДА СОЛҒЫН РАЗРЯДТАҒЫ ТОЗАҢДЫ ПЛАЗМАНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІН МОДЕЛДЕУ

С.К. Қоданова, Т.С. Рамазанов, Г.И. Сухинин, А.В. Федосеев, Н.Х. Бастыкова

Аргон мен гелий қоспасында электрондардың серпімді және серпімсіз соқтығыстарын ескере отырып екі мүшелік жуықтауы арқылы Больцман теңдеуін сандық шешу нәтижелері көрсетілген. Электрондардың температурасы мен тозаңды бөлшектің потенциалының аргон атомының концентрациясынан тәуелділігі электрондардың энергия бойынша таралу функциясы арқылы есептелінді.

SIMULATION OF PROPERTIES OF DUSTY PLASMA ARGON-HELIUM DISCHARGE

S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, N.H. Bastikova

The numerical results of calculation of the Boltzmann equation in the two member approach, which takes into account elastic and not elastic collisions of electrons in argon and helium mixture, are presented. On the basis of electron energy distribution function of energy the temperature of electrons and potential as a function of concentration of argon atom were derived.