

УДК 533. 951

© 2005 г. В. А. БИТЮРИН, Н. И. КЛЮЧНИКОВ

СТРУКТУРА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ИОННОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Рассматривается структура ударной волны, возникающая в трехкомпонентной слабоионизованной плазме, содержащей малые металлические частицы (макрочастицы). Частицы ионизуются благодаря термоэлектронной эмиссии, и вылетающие электроны прилипают к молекулам нейтрального несущего газа, который предполагается электроотрицательным. Получающаяся ионная плазма содержит заряженные компоненты с сильно различающимися массами, которые по-разному тормозятся в ударной волне, что приводит к разделению зарядов и возникновению самосогласованных электрических полей, в свою очередь влияющих на движение заряженных компонент.

Ключевые слова: ударная волна, заряженные частицы, электрическое поле.

Ударные волны в многокомпонентных газовых смесях, чьи компоненты сильно различаются по массам, характеризуются богатой структурой по сравнению с однокомпонентным газом и являются предметом интенсивного исследования (см., например [1]). На практике при изучении газоплазменных потоков, особенно в условиях электрического разряда, приходится сталкиваться с более сложной системой, содержащей помимо молекулярных компонент также и макроскопические частицы микронного (или субмикронного) размера, обладающих очень большой массой и несущих электрический заряд, который, в принципе, может быть довольно большим. Наличие этих частиц обусловлено или эрозией электродов или загрязнением потока, вызванного посторонними, в том числе искусственными, причинами. Характерная особенность ударных волн в таких системах – наличие больших электрических полей в волне; экспериментально был обнаружен скачок потенциала порядка киловольта [2, 3].

Ранее вопрос о структуре подобной ударной волны анализировался на основе системы кинетических уравнений для компонент в рамках приближения Мотт-Смита [4]. Сложность и громоздкость такого подхода делает целесообразным рассмотрение аналогичной задачи также и в рамках физически более прозрачного гидродинамического приближения.

1. Термоэлектронная эмиссия из малых металлических частиц. Рассмотрим электроотрицательный газ, содержащий малые металлические частицы. Температура газа предполагается достаточно высокой, при которой термоэлектронная эмиссия уже существенна, но ионизацией основного газа еще можно пренебречь. Образующиеся электроны почти полностью прилипают к нейтральным молекулам. В результате образуется трехкомпонентная слабоионизованная плазма, состоящая из положительно заряженных частиц, отрицательно заряженных ионов и нейтральных молекул. Для определенности ниже в качестве нейтрального газа будем подразумевать воздух, который упрощенно считаем на 78% состоящим из N_2 и на 22% – из O_2 . Отрицательными ионами в такой смеси являются ионы O_2^- , которые образуются в тройных столкновениях. Учитывая близость молекулярных характеристик азота и кислорода, нейтральный газ эффективно рассматривается как однокомпонентная система, “молекулам” которой приписываются средневзвешенные свойства (молекулярная масса, поляризу-

емость и т.п.). Гидродинамическое течение такой смеси проявляет особенности, связанные с большим различием масс заряженных компонент.

При описании такой системы необходимо, прежде всего, дать оценку эффективно-му заряду частицы и его температурной зависимости. Поступим для этого следующим образом. Поместим в единицу объема нейтрального газа n_p металлических сферических частиц радиуса a . Плотность n_p будем считать достаточно низкой, так что анализ сводится к рассмотрению распределения потенциала и плотности заряда в окрестности одной частицы. Предположим пока, что вылетающие электроны не прилипают к молекулам, а испытывают только упругое рассеяние на них. Таким образом, рассматривается равновесие в системе, состоящей из неподвижной частицы, помещенной в нейтральный газ при температуре T и окруженной облаком эмитированных электронов. Заряд металлической частицы распределен по ее поверхности. Примем, что плотность заряда σ постоянна на поверхности частицы. Тогда потенциал электрического поля, создаваемого частицей, дается выражением

$$\phi(r) = 4\pi a \sigma (r < a), \quad \frac{4\pi a^2 \sigma}{r} (r > a)$$

Электрическое поле равно нулю внутри частицы и испытывает скачок, равный $4\pi\sigma$ на ее поверхности. Учтем теперь распределенный заряд вне частицы, создаваемый электронным облаком. Будем считать взаимодействие электронов слабым и используем приближение Дебая-Хюккеля. Тогда можно написать выражение для потенциала

$$\phi(r) = \frac{4\pi a^2 \sigma}{(1 + \kappa a)r} \left\{ \frac{r}{a} \theta(a - r) + \theta(r - a) \exp[-\kappa(r - a)] \right\} \quad (1.1)$$

где κ – обратная величина радиуса экранирования λ_D , который еще надлежит определить, $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Множитель $1 + \kappa a$ в знаменателе учитывает вклад электронного облака в потенциал на поверхности частицы. Подставляя (1.1) в уравнение Пуассона (при $r > a$), найдем плотность заряда вне частицы:

$$\rho^e(r) = \sigma \delta(r - a) - \frac{\sigma a^2 \kappa^2 \exp[-\kappa(r - a)]}{1 + \kappa a} \theta(r - a) \quad (1.2)$$

где первый член справа отвечает поверхностному заряду ($\delta(x)$ – дельта-функция Дирака). В приближении Дебая-Хюккеля плотность заряда и потенциал связаны простым соотношением $\rho^e(r) = -(\kappa^2/4\pi)\phi(r)$.

В стационарном случае заряд частицы постоянен, что обусловлено равенством нулю суммарного потока электронов через поверхность частицы. Этот поток состоит из потока электронов, образующихся из частицы за счет термоэмиссии и потока в частицу благодаря тепловому движению электронов, и из-за дрейфа электронов в возникшем электрическом поле. Ниже в расчетах будем полагать для плотности вещества частицы значение 5 г/см^3 , а отношение масс нейтральной молекулы и частицы равным 10^{-6} , что приводит к значению радиуса $a = 1.32 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. При таком сравнительно большом радиусе частицы эффектами, связанными с кривизной ее поверхности, можно пренебречь [5] и считать, что эмиссия происходит через плоскую поверхность. В этом случае плотность потока электронов дается классической формулой Ричардсона-Дэшмана [6, 7]

$$\Gamma_{em} = \frac{m_e}{2\pi^2 \hbar} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{w}{k_B T}\right) \quad (1.3)$$

где w – работа выхода. Плотность потока электронов за счет их теплового движения определяется выражением

$$\Gamma_{th} = \frac{1}{4} n_e(a) v_{Te}, \quad v_{Te} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \quad (1.4)$$

Здесь v_{Te} – тепловая скорость электронов, $n_e(a)$ – плотность электронов на поверхности частицы. Плотность дрейфового тока равна

$$\Gamma_d(r) = n_e(r) v_e(r), \quad v_e(r) = -b_e E(r) - D_e \frac{d \ln n_e(r)}{dr} \quad (1.5)$$

Здесь b_e и D_e есть подвижность и коэффициент диффузии электрона в нейтральном газе. Подставляя (1.1) и (1.2) в (1.5) и учитывая соотношение Эйнштейна $b_e = (e/k_B T) D_e$ получим при $r = a$

$$\Gamma_d(a) = \frac{Z_p k^2}{4\pi a^2} \left[1 - \frac{Z_p e^2}{a(1 + \kappa a) k_B T} \right] D_e, \quad Z_p e = 4\pi a^2 \sigma \quad (1.6)$$

где $Z_p e$ – заряд частицы.

Суммарная плотность тока через поверхность частицы записывается в виде

$$\Gamma_{tot} = \frac{1}{2} \Gamma_{em} - \Gamma_{th} + \Gamma_d(a) \quad (1.7)$$

Подставив выражения для токов (1.3), (1.4) и (1.6) в (1.7), получим уравнение для Z_p . Запишем его в безразмерном виде

$$\frac{Z_p \chi^2}{(1 + \chi)} \left[1 + \frac{\pi}{4} \left(\frac{\chi^2}{3\beta} - 1 - \chi \right) \frac{\lambda_e}{a} \right] = \frac{2}{\pi} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3 \frac{v_0}{v_{Te}} \left(\frac{k_B T}{Ry} \right)^2 \exp \left(-\frac{w}{k_B T} \right) \quad (1.8)$$

$$\chi^2 = \frac{3\beta Z_p e^2}{k_B T a}$$

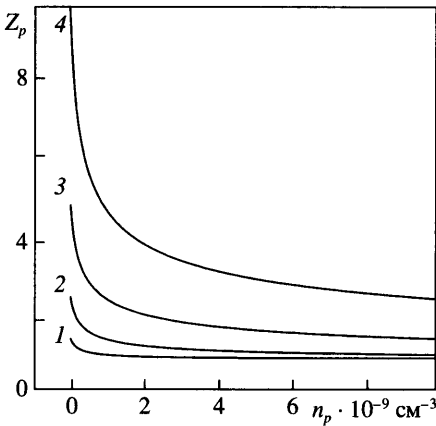
где $\chi = \kappa a$, $\lambda_e = v_{Te} \tau_{en}$ – средняя длина свободного электрона в нейтральном газе, a_0 – борковский радиус, Ry – постоянная Ридберга, v_0 – скорость электрона на первой борвской орбите, $\beta = (4\pi/3) n_p a^3$ – объемная доля макрочастиц.

При рассмотрении взаимодействия заряженных частиц с нейтральными молекулами используется потенциал Сатерленда (твердые сферы + поляризационное притяжение $\propto 1/r^4$). При этом диаметр нейтральных молекул вычислялся из данных по вязкости воздуха. Соответствующие частоты столкновений в рассматриваемом диапазоне температур рассчитывались численно.

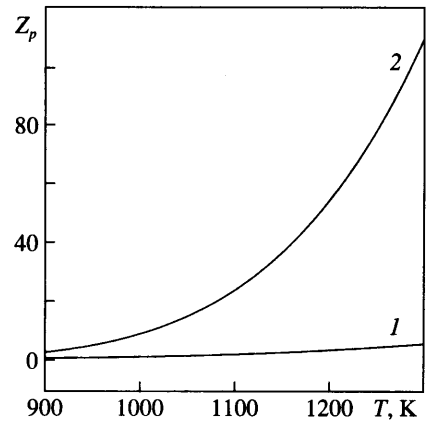
Второй член в квадратных скобках в левой части (1.8) описывает влияние электронного облака вокруг макрочастицы на ее эмиссионные свойства. Можно убедиться, что в рассматриваемом случае $\chi \ll 1$, т.е. дебаевский радиус много больше радиуса частицы, поэтому уравнение (1.8) допускает упрощение. Окончательное уравнение для определения Z_p приобретает вид

$$\beta Z_p^2 \left[1 + \frac{\pi}{4} \left(2 \frac{a_0 Ry}{a k_B T} Z_p - 1 \right) \frac{\lambda_e}{a} \right] = \frac{1}{3\pi} \left(\frac{a}{a_0} \right)^4 \frac{v_0}{v_{Te}} \left(\frac{k_B T}{Ry} \right)^3 \exp \left(-\frac{w}{k_B T} \right) \quad (1.9)$$

Левая часть уравнения (1.9), описывающая поток электронов в частицу, зависит от плотности частиц через объемную долю β и от плотности нейтралов через длину



Фиг. 1. Зависимость заряда частиц (Z_p) от их плотности (n_p) при $T = 1000$ К, $w = 1.62$ эВ и плотности нейтралов $n_n = 10^{16}$; 10^{17} ; 10^{18} ; 10^{19} см $^{-3}$ (кривые 1–4)



Фиг. 2. Зависимость $Z_p(T)$ ($w = 1.62$ эВ, $n_p = 10^{10}$ см $^{-3}$, $n_n = 10^{18}$ см $^{-3}$): 1 – эмиссия при наличии пространственного заряда; 2 – эмиссия в вакуум

свободного пробега электрона. В то же время правая часть (1.9), описывающая поток электронов из частицы, от этих величин не зависит. Поэтому из одного вида уравнения можно заключить, что увеличение плотности частиц приводит к снижению заряда частицы, а увеличение плотности нейтралов, наоборот, к его росту.

На фиг. 1 представлены результаты расчета заряда Z_p , отражающие эту зависимость. Температурная зависимость заряда частицы дана на фиг. 2, где можно проследить влияние пространственного заряда вокруг частицы на эмиссию электронов. Имеет место сильная зависимость заряда от температуры при эмиссии в вакуум и слабая – при учете пространственного заряда.

Ниже будем предполагать, что почти все эмитированные электроны прилипают к нейтральным молекулам, так что рассматриваемая система состоит из нейтралов (несущий газ), положительно заряженных частиц и отрицательных ионов.

2. Уравнения гидродинамики. Поскольку объемная доля частиц мала ($\beta \sim 10^{-7} - 10^{-6}$), а их размер много меньше дебаевского радиуса, то частицы можно считать точечными. Будем предполагать, что массы ионов и нейтралов и их температуры равны: $m_n = m_i = m$, $T_n = T_i = T$; частицы же имеют очень большую массу m_p , так что параметр $\mu \equiv m/m_p \ll 1$.

Написание уравнений гидродинамики в рассматриваемом случае сопряжено с определенными особенностями, связанными с большой разницей масс компонент смеси. Ниже рассматривается только стационарный одномерный поток вдоль оси x . Исходя из системы кинетических уравнений Больцмана для смеси, запишем законы сохранения массы, импульса и энергии компонент в виде

$$\frac{d}{dx} \rho_a(x) u_a(x) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dx} [\rho_p(x) u_p^2(x) + P_{xx}^{(p)}(x)] = Z_p e n_p(x) E(x) + F_x^{(p)}(x) \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dx} [\rho_i(x) u_i^2(x) + P_{xx}^{(i)}(x)] = -e n_i(x) E(x) + F_x^{(i)}(x) \quad (2.3)$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ \sum_a [\rho_a(x) u_a^2(x) + P_{xx}^{(a)}(x)] - \frac{E^2(x)}{8\pi} \right\} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ \sum_a \left[\rho_a(x) \left(c_{va} T_a(x) + \frac{u_a^2(x)}{2} \right) + P_{xx}^{(a)}(x) \right] u_a(x) + q_x^{(a)}(x) \right\} = 0 \quad (2.5)$$

$$u_a = \overline{v_{ax}}, \quad \rho_a = m_a n_a \quad (2.6)$$

$$P_{xx}^{(a)} = \rho_a \overline{V_{ax} V_{ax}}, \quad q_x^{(a)} = \frac{1}{2} \rho_a \overline{V_a^2 V_{ax}}, \quad T_a = \frac{m_a \overline{V_a^2}}{3k_B}$$

$$V_{ax} = v_{ax} - u_a \quad V_a^2 = (v_{ax} - u_a)^2 + v_{ay}^2 + v_{az}^2$$

Здесь индекс a принимает значения p, i и n , обозначающие принадлежность величины соответственно к частицам, ионам и нейтралам, u_a – средняя скорость, ρ_a – массовая плотность. Черта означает усреднение с функцией распределения $f_a(v_{ax}, v_{ay}, v_{az}, x)$:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{n_a} \int \phi f_a d^3 v_a, \quad n_a = \int f_a d^3 v_a$$

где n_a – плотность компоненты a . Величины $F_x^{(a)}$ (силы трения) определяются выражением

$$F_x^{(a)} = \sum_b F_x^{(ab)} = \sum_b m_a \int v_{ax} J_{ab} d^3 v_a$$

где J_{ab} – интегралы столкновений в уравнении Больцмана. При получении (2.4) использовалось уравнение Пуассона

$$\frac{dE(x)}{dx} = 4\pi [Z_p e n_p(x) - e n_i(x)] \quad (2.7)$$

а при выводе (2.5) – условие равенства нулю электрического тока $j(x)$, которое вытекает из (2.2) и граничного условия $j(-\infty) = 0$.

Уравнения (2.4) и (2.5) описывают сохранение импульса и энергии всей смеси в целом, в то время как (2.2) и (2.3) определяют баланс импульса для частиц и ионов соответственно. Как будет видно ниже, этих уравнений достаточно для дальнейшего рассмотрения.

Законы сохранения (2.1)–(2.5) являются точными, однако их использование требует знания функций распределения компонент, которое может быть только приближенным. Будем предполагать, что степень ионизации мала: $n_i/n_n = O(10^{-8})$, поэтому для частиц и ионов можно учитывать лишь столкновения с нейтралами, пренебрегая их столкновениями между собой. Поскольку отношение масс $\mu = m/m_p$ мало, обмен энергией между частицами и нейтралами сильно затруднен, так что соответствующее время релаксации оказывается в $1/\mu$ раз большим по сравнению со временем, описывающим релаксацию внутри нейтральной компоненты. При принятом ограничении на плотности частиц это обстоятельство приводит к невозможности принятия локально максвелловского распределения для частиц и получения для них приближения типа Навье–Стокса [8].

Однако это затруднение можно обойти. В силу большой массы частиц их тепловая скорость мала и в первом приближении ею вообще можно пренебречь, т.е. считать газ частиц “холодным”, так что его функция распределения дается выражением

$$f_p(v_{px}, v_{py}, v_{pz}, x) = n_p(x)\delta(v_{px} - u_p(x))\delta(v_{py})\delta(v_{pz})$$

Тогда из (2.6) следует, что

$$P_{xx}^{(p)} = 0, \quad T_p = 0, \quad q_x^{(p)} = 0$$

Для легких компонент применимо обычное гидродинамическое приближение, которое в предположении, что вязкость η и теплопроводность κ смеси определяется только нейтральной компонентой, формулируем в виде

$$P_{xx}^{(n)}(x) = p_n(x) - \frac{4}{3}\eta \frac{du_n(x)}{dx}$$

$$P_{xx}^{(i)}(x) = p_i(x), \quad q_x^{(n)}(x) = -\kappa \frac{dT(x)}{dx}, \quad q_x^{(i)}(x) = 0$$

Здесь $R = k_B/m$ и легкие компоненты предполагаются совершенными газами: $p_a(x) = \rho_a(x)RT(x)$ ($a = i, n$). Для сил трения в принятом приближении можно написать

$$F_x^{(ab)}(x) = -\frac{16\Omega_{ab}^{(1,1)}}{3} m_{ab} n_a(x) n_b(x) [u_a(x) - u_b(x)] \quad m_{ab} = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$$

где m_{ab} – приведенная масса, а $\Omega_{ab}^{(1,1)}$ – известные интегралы Чепмена–Каулинга.

С учетом всех принятых выше приближений система уравнений (2.1)–(2.5) после однократного интегрирования принимает вид

$$\rho_a(x)u_a(x) = A_a \quad (2.8)$$

$$u_p(x) \frac{du_p(x)}{dx} = \frac{Z_p e}{m_p} E(x) - \frac{16\Omega_{pn}^{(1,1)}}{3m_p} \rho_n(x) [u_p(x) - u_n(x)] \quad (2.9)$$

$$u_i(x) \frac{du_i(x)}{dx} = -\frac{1}{\rho_i(x)} \frac{dp_i(x)}{dx} - \frac{e}{m} E(x) - \frac{8\Omega_{in}^{(1,1)}}{3m} \rho_n(x) [u_i(x) - u_n(x)] \quad (2.10)$$

$$\rho_p(x)u_p^2(x) + \rho_n(x)u_n^2(x) + p_n(x) - \frac{E^2(x)}{8\pi} - \frac{4}{3}\eta \frac{du_n(x)}{dx} = B \quad (2.11)$$

$$A_n \left[\frac{RT(x)}{\gamma - 1} - \frac{u_n^2(x)}{2} \right] + \left[B + \frac{E^2(x)}{8\pi} \right] u_n(x) + A_p \left[\frac{u_p^2(x)}{2} - u_p(x)u_n(x) \right] - \kappa \frac{dT(x)}{dx} = C \quad (2.12)$$

где A_a , B и C – постоянные интегрирования и $\gamma = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей для несущего газа. В уравнении (2.11) давлением ионов пренебрегалось по сравнению с давлением нейтралов. Система уравнений гидродинамики (2.7)–(2.12) составляет основу последующего рассмотрения.

3. Структура ударной волны. Предположим, что поток слабоионизованной трехкомпонентной плазмы движется вдоль оси x от $-\infty$ до $+\infty$. Ищем неоднородное решение уравнений гидродинамики, соответствующее стационарной ударной волне. Начальное и конечное состояния электронейтральны и гидродинамические скорости

всех компонент в них совпадают. Будем величины, относящиеся к этим состояниям, обозначать соответственно индексами 1 и 2.

В расчетах принимаем $\mu = 10^{-6}$, температуру набегающего потока $T_1 = 1000$ К, а для плотностей частиц и нейтралов рассматриваем следующие варианты:

$$n_{p1} = 10^9, \quad 10^{10}, \quad 10^{11}$$

$$n_{n1} = 10^{17}, \quad 10^{18}, \quad 10^{19}$$

Примем $w = 1.6-1.7$ эВ, что при $T_1 = 1000$ К отвечает заряду $Z_p \approx 1$ (фиг. 1). Подходящим примером может служить окись бария ВаО. Таким образом, степень ионизации $\alpha = n_{i1}/n_{n1}$ равна $\sim 10^{-8}$ для всех трех вариантов. Будем считать заряд частиц постоянным, что с учетом слабой температурной зависимости заряда (фиг. 2) представляется разумным приближением в случае не очень сильных ударных волн.

Массовая доля частиц равна $\rho_p/\rho_{n1} \approx 0.01$. Достаточная малость этого отношения и малость степени ионизации позволяют опустить в уравнениях (2.11) и (2.12) все члены, содержащие скорость частиц u_p , и члены с плотностью энергии поля, после чего они превращаются в уравнения баланса импульса и энергии для чистого нейтрального газа. Таким образом, в рассматриваемом приближении движение заряженных компонент происходит на фоне заданного движения нейтральной компоненты, которое будем описывать решением Беккера [9] с характерным масштабом неоднородности $L = 4\eta/(3\rho_1 u) \sim 10^{-5}-10^{-3}$ см. Здесь ρ_1 – массовая плотность среды перед скачком, которая практически совпадает с массовой плотностью нейтральной компоненты. Ионы благодаря сильной связи с нейтралами тормозятся вместе с ними. Напротив, частицы в силу своей большой массы тормозятся внутри ударной волны очень слабо, что приводит к разделению зарядов и возникновению значительных самосогласованных электрических полей, которые влияют на движение заряженных компонент.

Выберем в качестве искоемых функций $u_p(x)$, $u_i(x)$, $u_n(x)$ и $E(x)$ и запишем уравнения (2.7)–(2.10) в безразмерном виде

$$U(\xi) \frac{dU(\xi)}{d\xi} = \frac{\mu}{\gamma M_1^2} \left\{ Z_p G(\xi) - \frac{4}{3} Sc_p \left[\frac{U(\xi)}{W(\xi)} - 1 \right] \right\} \quad (3.1)$$

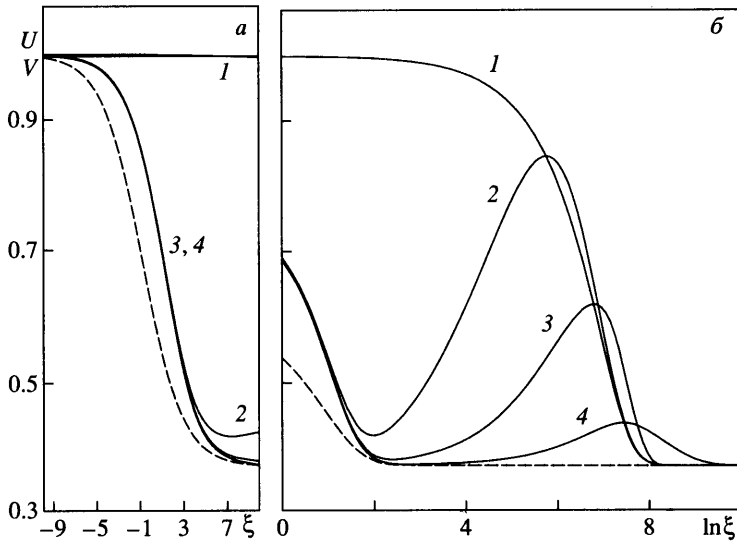
$$\left[V(\xi) - \frac{\alpha}{\gamma M_1^2} \frac{\Theta(\xi)}{V(\xi)} \right] \frac{dV(\xi)}{d\xi} + \frac{\alpha}{\gamma M_1^2} \frac{d\Theta(\xi)}{d\xi} = \frac{1}{\gamma M_1^2} \left\{ -G(\xi) - \frac{4}{3} Sc \left[\frac{V(\xi)}{W(\xi)} - 1 \right] \right\} \quad (3.2)$$

$$\frac{dG(\xi)}{d\xi} = \frac{1}{\Lambda^2} \left\{ \frac{1}{V(\xi)} - \frac{1}{U(\xi)} \right\} \quad (3.3)$$

где $\xi = \frac{x}{L}$, $U = \frac{u_p}{u_1}$, $V = \frac{u_i}{u_1}$, $W = \frac{u_n}{u_1}$, $G = \frac{E}{E_0}$, $E_0 = \frac{k_B T_1}{eL}$, $\Lambda = \frac{\lambda_D}{L}$, где Λ – безразмерный дебаевский радиус, M_1 – число Маха набегающего потока, $Sc_p = \eta/(\rho_1 D_p)$ и $Sc = \eta/(\rho_1 D_i)$ – числа Шмидта соответственно для диффузии частиц и ионов в нейтральном газе. Числа Шмидта слабо зависят от температуры, что оправдывает использование их как констант в расчете. Коэффициенты диффузии D_a ($a = p, i$), отнесенные к параметрам набегающего потока, определяются выражением

$$D_a = 3k_B T / 16\Omega_{an}^{(1,1)} \rho_1$$

где Ω -интегралы вычислялись численно для потенциала Сатерленда. При этом взаимодействие иона с нейтральной молекулой определялось в основном поляризацион-



Фиг. 3. Структура ударной волны: *a* – скачок уплотнения; *б* – релаксационная зона; *1* – скорость частиц; *2–4* скорость ионов при $n_n = 10^{17}$, 10^{18} и 10^{19} см $^{-3}$ соответственно. Штриховая линия – скорость нейтралов (решение Беккера)

ным притяжением. В случае частиц это притяжение пренебрежимо мало из-за большого радиуса частицы. Поэтому взаимодействие нейтралов с частицей с большой точностью соответствует просто рассеянию на твердой сфере. Численный расчет дает соотношение $Sc_p = 1304.2 \times Sc$.

Функция $W(\xi)$ дается решением Беккера, в рамках которого температура $\Theta(\xi)$ связана с $W(\xi)$ соотношением

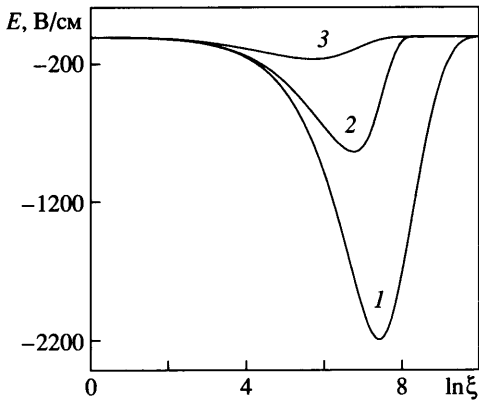
$$\Theta(\xi) = \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 [W^2(\xi) - 1]$$

С учетом этого система уравнений (3.1)–(3.3) решалась численно для $Sc = 1$, $\gamma = 1.4$, $a = 10^{-8}$ и $M_1 = 2$. Решение зависит от параметра Λ , принимавшего значения $\Lambda = 7.59$, 24.0 , 75.9 , отвечающие последовательно возрастающей плотности нейтралов. Результаты расчета представлены на фиг. 3–5, где даны графики функций $U(\xi)$, $V(\xi)$, $W(\xi)$, $E(\xi)$ и электрического потенциала (в вольтах) относительно точки перед скачком:

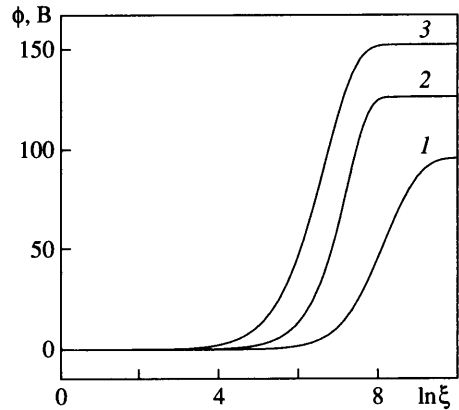
$$\phi(\xi) = -300 \frac{k_B T_1}{e} \int_{\xi_0}^{\xi} G(\xi) d\xi$$

где принималось $\xi_0 = -10$. Начало координат выбрано в точке, где скорость W нейтральной компоненты равна критической скорости $\sqrt{W_2}$.

Из графиков видно, что за фронтом ударной волны образуется значительная релаксационная зона, ширина которой в зависимости от плотности нейтралов составляет от ~ 2 мм до ~ 2.7 см, что на четыре-пять порядков больше ширины скачка уплотнения. На протяжении этой зоны частицы испытывают монотонное торможение, в то время как ионы вначале тормозятся в ударном переходе, где поле мало, а затем ускоряются в растущем электрическом поле, и их скорость достигает макси-



Фиг. 4. Электрическое поле в релаксационной зоне при $n_n = 10^{19}$, 10^{18} и 10^{17} см^{-3} (кривые 1–3)



Фиг. 5. Электрический потенциал в релаксационной зоне при $n_n = 10^{19}$, 10^{18} и 10^{17} см^{-3} (кривые 1–3)

му, после которого оказывается близкой к скорости частиц. Далее электрическое поле становится малым, перестает оказывать существенное влияние на движение ионов, и за счет сил трения как скорость частиц, так и скорость ионов сравниваются со скоростью нейтральной компоненты. Напряженность электрического поля зависит от степени “вмороженности” ионов в нейтральную компоненту, которая тем больше, чем больше плотность нейтралов (фиг. 4) и в максимуме достигает 2.15 кВ/см. Скачок потенциала в рассматриваемой области лежит в интервале 100–150 В.

Заключение. Обычно в плазме разделение зарядов происходит за счет тепловой энергии ионов на длине дебаевского радиуса. Возникающие при этом поля невелики. В рассмотренном случае (см. также [4]) это разделение возникает за счет кинетической энергии частицы, которая велика из-за ее большой массы. Хотя энергия частицы почти полностью расходуется на работу против силы трения о нейтральную компоненту, и лишь малая ее часть (порядка сотых долей процента) переходит в энергию самосогласованного электрического поля, даже этой части оказывается достаточно для достижения значительного эффекта.

Описанная структура фронта ударной волны в запыленной слабоионизованной плазме может иметь практические приложения в плане влияния на протекание различных физико-химических процессов в ней. Большая кинетическая энергия, запасенная в частицах, передается ионам и электронам через возникающее электрическое поле, что может инициировать те или иные лавинообразные процессы. Усиление эффекта связано с уменьшением силы трения частицы о нейтральный газ, что приведет к росту энергии самосогласованного электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках программы Президиума РАН № 20.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Киселев С.П., Руев Г.А., Трунев А.П. и др. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: Наука, 1992. 258 с.
2. Горшков В.А., Климов А.И., Мишин Г.И. и др. Особенности поведения электронной плотности в слабоионизованной плазме при распространении в ней ударной волны // Ж. техн. физики. 1987. Т. 57. № 10. С. 1893–1898.

3. Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. Измерение давления и плотности в ударных волнах в газоразрядной плазме // Письма в Журн. техн. физики. 1991. Т. 17. № 8. С. 84–89.
4. Великодный В.Ю., Битюрин В.А. Структура ударной волны в ионной плазме // Докл. РАН. 1998. Т. 361. № 3. С. 325–328.
5. Makov G., Nitzan A., Brus L.E. On the ionization potential of small metal and dielectric particles // J. Chem. Phys. 1988. V. 88. № 8. P. 5076–5085.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
7. Reimann A.L. Thermionic Emission. L.: Chapman and Hall, 1934. = Рейман А.Л. Термоионная эмиссия. М.; Л.: Гостехиздат, 1940. 286 с.
8. Fernández de la Mora J., Fernández-Feria R. Kinetic theory of binary gas mixtures with large mass disparity // Phys. Fluids. 1987. V. 30. № 3. P. 740–751.
9. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Физматгиз, 1963. 727 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.XII.2004