

УДК 533.6.01.72

Распространение и структура фронта ударной волны в ионной плазме при наличии отрицательно заряженных наночастиц (кластеров, пылинок)

В. Ю. Великодный

Институт прикладной механики, Москва, Россия

В. А. Битюрин

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

На основе комплексного подхода, включающего решение системы кинетических уравнений Больцмана и Пуассона для областей фронта ударной волны с быстрым изменением макропараметров (на расстояниях порядка нескольких длин свободного пробега нейтральных молекул — λ) и решение системы уравнений многотемпературной многоскоростной газодинамики реагирующей слабоионизированной плазмы за зоной быстрого изменения параметров, исследуются процесс распространения и структура фронта ударной волны в слабоионизированной ионной плазме при наличии отрицательно заряженных наночастиц. Предсказан ряд новых эффектов. Часть из них (например, реализация относительно больших потенциалов 10–100 В во фронте ударной волны при малых числах Маха $M = 1,5–3$ и низких средних температурах среды) экспериментально подтверждена в двух лабораториях ОИВТ РАН, проводивших эксперименты независимо.

Еще в ранних экспериментальных работах Н. Тесла было отмечено, что плазма, содержащая продукты эрозии электродов, или продукты конденсации от специально испаряемой восковой подложки, обладает рядом уникальных свойств. В частности, отмечалось большое время жизни ($\sim 0,1–1$ с) этих плазменных образований. Впоследствии эти результаты были неоднократно повторены в большом количестве экспериментальных работ (см., например, [1, 2]), где наряду с долгим временем жизни полученных плазменных образований отмечались и другие интересные особенности (например, расщепление фронта ударной волны), приистекающие в этом физическом объекте.

В теоретических работах [3–5] впервые на основе комплексного подхода, сочетающего решение системы кинетических уравнений Больцмана и Пуассона и решение уравнений многотемпературной, многоскоростной газодинамики заряженных частиц, дано описание структуры фронта ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной или запыленной плазме, могущей возникнуть в результате эрозии электродов или подложки. В этих работах был предсказан целый ряд “аномальных” свойств и эффектов, присущих такой среде. Отметим, что такая плазма отличается от обычной тем, что большинство электронов в ней связано, т. е. выполняется условие $n_e \ll n_{i-} \leq n_{p-} \leq n_{i+} \ll n_n$ (где n_e — концентрация электронов, $n_{i\pm}$ — концентрация положительно и отрицательно заряженных ионов, $n_{p\pm}$ — концентрация положительно или отрицательно заряженных кластеров, наночастиц, микрочастиц, n_n — концентрация нейтрального компонента). Важнейшим результатом, полученным в [3–5], является предсказание эффекта “кумуляции энергии”,

т. е. возможность передачи большой кинетической энергии (100 кэВ—10 МэВ и более), сосредоточенной в кластерах или пылинках, отдельным ионам, электронам за счет самосогласованного поля, возникающего из-за большого разделения зарядов.

Реализация данного эффекта может привести к пробоем или интенсивному протеканию физико-химических процессов во фронте ударной волны в зависимости от ее параметров и параметров плазмы, что в свою очередь может существенным образом повлиять на запуск цепных лавинообразных процессов [6]. Было показано [3—6], что фронт ударной волны в такой среде может выступать как эффективный химический реактор. В работе [4] на основе решения системы кинетических уравнений Больцмана совместно с уравнением Пуассона для ряда частных случаев было показано, что фронт ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной плазме имеет ярко выраженную многомасштабную структуру. Можно выделить зоны быстрого, $\delta_1 \leq 10 \lambda_1$, и одну — две зоны, $\delta_2 \leq 100 \lambda_1$, $\delta_3 \leq 10^3 - 10^4 \lambda_1$, медленного изменения параметров, где δ_i — характерный размер, λ_1 — длина свободного пробега нейтрального компонента. Парциальные температуры и скорости компонентов среды существенно различаются во всех зонах. На основе результатов [4] для описания структуры фронта в слабоионизированной кластерной плазме авторами был разработан и применен комплексный подход, сочетающий решение системы уравнений Больцмана для зоны быстрого изменения параметров и использования результатов этих решений в качестве граничных и начальных условий, для уравнений многотемпературной, многоскоростной газодинамики заряженных частиц совместно с уравнениями химической кинетики для зон медленно изменяющихся параметров. Это дало возможность описывать структуру фронта ударной волны в сложных химически реагирующих средах, включающих более 50 химических реакций и большое число компонентов. Установлено [6], что наличие примеси заряженных микрочастиц или кластеров в ионной реагирующей плазме может привести к сокращению (на порядок и более) времени индукции ряда цепных реакций, имеющих большое значение для практических приложений. Известно [7], что кластеры в зависимости от температуры могут иметь заряд разной полярности. В [3—4] было показано, что для случаев, в которых кластеры или микрочастицы имеют положительную полярность, электроны ускоряются во фронте. Для случаев, в которых кластеры или микрочастицы имеют отрицательную полярность, электроны тормозятся и накапливаются впереди фронта. В зависимости от заряда кластеров может реализовываться течение плазмы с существенно отличающимися физическими процессами. Фронт ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной плазме (с отрицательно заряженными кластерами) состоит из трех характерных зон: двух зон медленного изменения параметров и зоны быстрого изменения параметров. Конечно, разделение области течения на эти три зоны чисто условное, так как ширина этих зон может существенно меняться в зависимости от параметров смеси и потока. Поэтому в общем случае необходимо решать систему кинетических уравнений Больцмана совместно с уравнением Пуассона для всей области течения, что для многокомпонентной $N \geq 5$ реагирующей среды в настоящее время — практически неразрешимая задача. В данной работе рассматриваются течения среды при таких параметрах смеси потока, при которых возможно вышеуказанное упрощение. В передней части фронта δ_2 , где нарастает концентрация электронов, компенсирующая избыточный положительный заряд, и задней части δ_3 фронта, где концентрация кластеров медленно выходит на равновес-

ное значение, описание ведется на основе уравнений многотемпературной, многоскоростной газодинамики заряженных частиц [5, 6]

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{\partial n_s u_s^\alpha}{\partial r_\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{a,b,c} (k_{ab} n_a n_b - k_{ds} n_d n_s); \quad (1)$$

$$\rho_s \frac{du_s^v}{dt} + \frac{\partial}{\partial r_\beta} p_s^{\beta v} - e_s n_s E^v = \Delta Q_s^v; \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} n_s k \frac{dT_s}{dt} + p_s^{\beta\alpha} \frac{\partial u_s^\alpha}{\partial r_\beta} + \frac{\partial q_s^\alpha}{\partial r_\alpha} = \Delta Q_s^H; \quad (3)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_s n_s e_s, \quad (4)$$

где n_s , u_s , T_s — парциальные концентрация, скорость, температура; $p_s^{\beta v}$ — тензор давления; $p_s^{\beta v} = \delta^{\beta v} p_s - \sigma_s^{\beta v}$; p_s — парциальное давление; $\sigma_s^{\beta v}$ — тензор вязких напряжений; q_s^α — тепловой поток; $m_{si} = \frac{m_s m_i}{m_s + m_i}$, m_i — масса частицы; ρ_s — парциальная плотность; e_s — заряд частицы; k_{sd} — константа скорости неупругого процесса

$$\Delta Q_s^v = \sum_{s \neq \tau} m_{s\tau} n_s n_\tau \Omega_{s\tau}^{(1.1)} (u_\tau - u_s) \xi_{s\tau}; \quad (5)$$

$$\Delta Q_s^H = \sum_{s \neq \tau} m_{s\tau} n_s n_\tau \Omega_{s\tau}^{(1.1)} \left[\frac{3k(T_\tau - T_s)}{m_s + m_\tau} \xi_{1s\tau} + u_{s\tau}^2 \xi_{s\tau} \right] + \frac{1}{2} \sum_{a,b,d} (\mu_{ba} E_{ba} n_b n_a k_{ba} - \mu_{ds} E_{sd} n_s n_d k_{ds}), \quad (6)$$

где $\Omega_{sd}^{(1.1)}$ — омега-интеграл Чепмена-Каулинга, E_{sd} — порог энергии активации неупругих процессов. Ссылки и выражения для остальных функций и параметров, входящих в (1)–(6), даны в [5, 6]. В области быстрого изменения параметров $\delta_1 \leq 10 \lambda_1$ описание ведется на основе системы кинетических уравнений Больцмана совместно с уравнением Пуассона

$$v_s \frac{df_s}{dx} + \frac{e_s E}{m_s} \frac{\partial f_s}{\partial v_s} = \sum_\tau \iiint [f'_s f'_\tau - f_s f_\tau] g \sigma(\chi, g) d\Omega d^3 V_\tau; \quad (7)$$

$$\frac{dE}{dx} = \sum_i \frac{n_i e_i}{\epsilon_0}, \quad (8)$$

где E — напряженность электрического поля;
 g — относительная скорость;
 $d\Omega$ — телесный угол;
 $\sigma(\chi, g)$ — сечение столкновений;
 v_s — молекулярная скорость частицы;
 ϵ_0 — электрическая постоянная.

Вследствие малости ширины этой зоны δ_1 в ней успевает прореагировать лишь малая, но конечная доля частиц от общего числа. Поэтому влиянием физико-химических превращений на движение среды в этой зоне (в первом приближении) можно пренебречь. Это отражено в уравнениях (7), в которых опущены члены, ответственные за физико-химические превращения. Существенно лишь влияние среды на физико-химические превращения. Это влияние учитывается в зависимости от функций распределения k_{sd} , получаемых из (7)

$$k_{sd} = \int f_s(x, v_s) f_d(x, v_d) P_{sd}^{ab} \sigma(g, \chi) |g| d\Omega d^3V_s d^3V_d.$$

Затем полученные таким образом значения k_{sd} подставляются в источникные члены в уравнениях неразрывности. Более подробно с методикой решения задачи в данном случае можно ознакомиться в работе [8]. Описание движения слабоионизированной плазмы в передней части фронта возможно на основе совместного решения (1)–(8) методом последовательных приближений. Ширина фронта передней части волны может меняться в широких пределах в зависимости от начальной концентрации электронов.

Далее будем рассматривать случай $\delta_2 \geq \delta_1$. Здесь можно применить прием, использованный в [8]. В первом приближении влиянием физико-химических превращений на движение среды в целом можно пренебречь, учитывая лишь влияние движения среды на физико-химические превращения (т. е. глубина превращения, хотя и мала, но конечна). При этом количество прореагировавших частиц достаточно, чтобы оказать существенное влияние на запуск цепных реакций. С учетом вышесказанного из (1)–(8) для описания движения электронов, нейтральных частиц, ионов, кластеров для передней зоны фронта δ_2 и зоны быстрого изменения параметров имеем следующие уравнения и выражения:

$$\frac{dP_e}{dx} = -eEn_e; \tag{9}$$

$$T_e = \left(\frac{n_e}{n_{1e}} \right)^{2/3} T_1; \tag{10}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(-n_e e + ez_i n_{1i} f(x) + ez_p n_{1p} \right); \tag{11}$$

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{Bx}} + \frac{u_1}{u_2} \frac{e^{Bx}}{1 + e^{Bx}}, \tag{12}$$

- где $P_e = n_e k T_e$ — парциальное давление электронов;
 n_{1e}, n_{1i}, n_{1p} — концентрация электронов, ионов, кластеров в набегающем потоке, соответственно;
 z_i, z_p — зарядовые числа ионов и кластеров;
 $f(x)$ — функция, характеризующая изменение концентрации ионов и нейтрального газа-носителя, получена на основе анализа решения (7), (8) [5, 6] и результатов работы [9];
 u_1 — скорость потока на $-\infty$;
 u_2, T_2 — скорость и температура потока за зоной быстрого изменения параметров (u_2, T_2 — не равны скорости и температуре u_{+s}, T_{+s} , где вся смесь находится в равновесии).

Выражения для u_2, T_2 и способ их получения приведены в [5, 6]. Величина B , входящая в (12), $B = 4/\delta, s = 4\lambda_1/\delta = 0,8-1,2$ [9]. Решение системы урав-

нений (9)—(12) возможно численно. Для того чтобы начать интегрирование одним из численных методов, необходимо найти аналитическое решение системы в окрестности особой точки на $(-\infty)$. Аналитическое решение ищется стандартным способом путем линеаризации (9)—(12) и отбрасывания нелинейных членов в ε -окрестности особой точки. В результате имеем

$$\psi = c_1 e^{\sqrt{A}t} + \frac{Az}{A-s^2} e^{st}, \quad (13)$$

где $A = \frac{3}{5} \frac{\kappa_e n_{1n} e^{2\lambda_1^2}}{\varepsilon_1 k T_{1e}}$, $z = z_i \kappa_i \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right)$, $\kappa_e = \frac{n_{1e}}{n_{1n}}$, $\kappa_i = \frac{n_{1i}}{n_{1e}}$, n_{1n} — концентрация

нейтральных частиц в набегающем потоке, e — заряд электрона, $t = x/\lambda_1$, λ_1 — длина свободного пробега, $n_e/n_{1e} = 1 + \psi$.

Характерной особенностью (13) является то, что в выражение для концентрации электронов входит неизвестная заранее константа c_1 . Причем, так как заранее неизвестны величины T_e и E за областью быстрого изменения параметров течения, а известны только их значения $T_e(+\infty)$, $E(+\infty)$ в равновесии за фронтом, то уравнения (9)—(12) необходимо интегрировать совместно с полной системой (1)—(4) (для зоны медленного изменения параметров течения δ_3), используя результаты (9)—(12) в качестве граничных условий для (1)—(4). Решение (9)—(12) совместно с (1)—(4) ищется методом “пристрелки”. В результате решения задачи о структуре ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной плазме (в данном случае рассматривались отрицательно заряженные кластеры) предсказан эффект “супербульдозера”.

Суть эффекта состоит в том, что в слабоионизированной ионной кластерной плазме ($n_{1e} \ll n_{1i} \sim n_{1p} \ll n_{1n}$, где n_{1e} — концентрация электронов, n_{1i} — концентрация ионов разной полярности, n_{1p} — концентрация кластеров, n_{1n} — концентрация нейтрального газа-носителя) электроны как бы “сгребаются” фронтом ударной волны в процессе ее распространения. Концентрация электронов может возрасти на несколько порядков ($n_e - n_{1e}$) в зависимости от того, насколько мала его начальная концентрация n_e . В предельных случаях сжатие электронов в передней части ударной волны δ_2 может происходить как адиабатически, так и изотермически в зависимости от параметров среды и потока. Для практических приложений наибольший интерес представляет случай адиабатического сжатия, так как при этом существенно возрастает температура электронов, что сопровождается интенсивными физико-химическими процессами.

Интересной особенностью данного эффекта является то, что скорость электронов практически равна скорости распространения ударной волны. В данном случае волна переносит не только импульс и энергию, но и небольшую массу. Были проведены расчеты параметров при распространении ударной волны в среде, моделирующей слабоионизированную ионную кластерную плазму. Исходные данные для параметров этой плазмы даны в таблице, где порядковые номера $N = 1, 2$ обозначают положительно заряженные ионы,

$N = 3$ — электроны, $N = 4$ — кластеры, $\kappa_i = \frac{n_i}{n_{1n}}$ — отношение концентрации

заряженных частиц к концентрации газа-носителя $R = \frac{m_i}{m_n}$; $\tilde{d} = \frac{d_i}{d_n}$ — отношение эффективных диаметров заряженных частиц к эффективному диамет-

ру носителя.

ру газа-носителя z_i — зарядовые числа. Число Маха при распространении ударной волны $M = 3,1$.

На рис. 1, а, б в разных масштабах представлено изменение концентрации электронов $\frac{n_e}{n_{1e}}$ во фронте ударной волны, где x — координата, λ_1 — длина свободного пробега в набегающем потоке. Из рис. 1 видно, что концентрация электронов во фронте увеличивается практически на два порядка. Ширина передней части фронта для электронов $\delta_2 \sim 40 \lambda_1$.

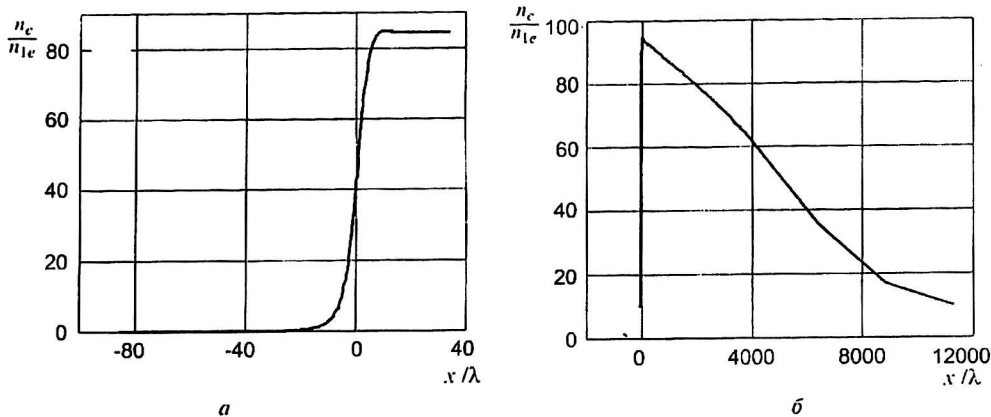


Рис. 1. Изменение концентрации электронов:
 а — в передней части профиля фронта ударной волны (мелкий масштаб);
 б — во фронте ударной волны (крупный масштаб)

Для сравнения на рис. 2 представлено изменение безразмерной концентрации $\frac{n_i - 1}{n_2 - 1}$ от $\frac{x}{\lambda_1}$ газа-носителя и ионов (кривая 1), кластеров (кривая 2).

Из рис. 2 видна четко выраженная двухволновая структура: δ_1 — зона быстрого изменения параметров потока, δ_3 — зона медленного изменения параметров потока.

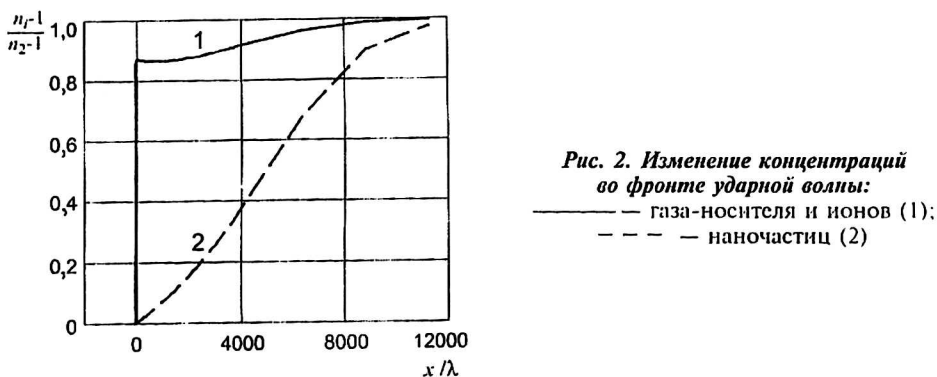
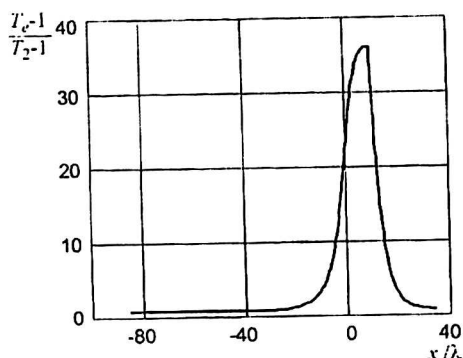


Рис. 2. Изменение концентраций во фронте ударной волны:
 — — — — газ-носителя и ионов (1);
 - - - - наночастиц (2)

На рис. 3 представлено изменение приведенной температуры электронов $\frac{T_e - 1}{T_2 - 1}$ во фронте ударной волны. Из рис. 3 видно, что электроны (при параметрах плазмы, данных в таблице) сжимаются практически адиабатически.

Рис. 3. Изменение приведенной температуры электронов в передней части фронта ударной волны



Температура электронов в точке максимума превосходит равновесную за фронтом в 35 раз.

№ параметра	k_1	R	\bar{d}	z
1	10^{-6}	1	10	1
2	10^{-8}	1	10	1
3	10^{-8}	$0,42 \cdot 10^{-5}$	0,14	-1
4	10^{-7}	$4 \cdot 10^6$	36	-10

На рис. 4 представлено изменение электрического поля (Td) во фронте ударной волны. Характерной особенностью полученного результата является изменение знака поля во фронте. Данный результат существенным образом отличается от полученного ранее [6] для случая положительно заряженных кластеров. В последнем случае знак поля во фронте не меняется. Как пример рассмотрен процесс инициирования реакции $H_2 + O_2$ при параметрах плазмы, соответствующих представленным в таблице (несущая среда — воздух), для ударной волны ($M = 3,1$).

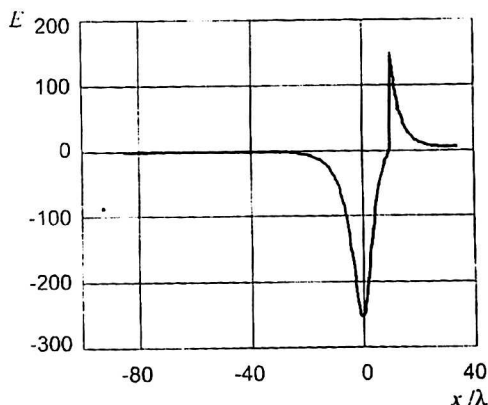
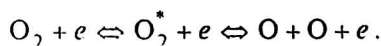


Рис. 4. Изменение электрического поля E в Td во фронте ударной волны

На рис. 5 представлено изменение безразмерной $\gamma = \frac{n_O}{n_{O_{21}}}$ концентрации

атомарного кислорода O , получающегося в результате реакции диссоциации молекулы O_2 при ее электронном возбуждении с последующим попаданием на разлетный терм



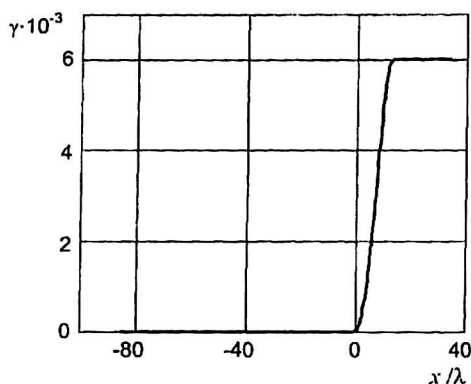


Рис. 5. Изменение безразмерной концентрации атомов O, нарабатываемых во фронте ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной плазме (газ-носитель — воздух)

Анализ кинетической схемы горения водорода в воздухе показывает, что получаемой во фронте концентрации радикалов O достаточно, чтобы на один—два порядка сократить время индукции этой реакции.

Выводы

1. Структура ударной волны в слабоионизированной ионной кластерной плазме (с отрицательно заряженными кластерами) качественно отличается от структуры ударной волны в этой плазме (при наличии положительно заряженных кластеров):

в случае отрицательно заряженных кластеров электроны тормозятся, и их концентрация резко увеличивается во фронте;

в случае положительно заряженных кластеров электроны ускоряются, и их концентрация снижается во фронте.

2. Предсказан эффект “супербульдозера”, состоящий в том, что электроны отражаются от потенциального барьера при распространении ударной волны и накапливаются в передней части фронта.

3. При сжатии электронов могут реализовываться режимы как адиабатического сжатия, так и изотермического сжатия в зависимости от параметров среды и потока.

4. Электроны во фронте движутся практически со скоростью распространения ударной волны, при этом волна переносит не только импульс, энергию, но и массу. Характер распространения волны сжатия электронов напоминает уединенную волну — солитон.

Л и т е р а т у р а

1. File Ball in a Laboratory. Collection of Papers. — M: Chemistry. Ed. By R. Avramenko. 1994. — 56 p.
2. Klimov A., Nikolaeva V., Avramenko R. Development of Plasma Aerodynamics in Russia// Prospective on 2nd Workshop on Magneto- and Plasma- Aerodynamics for Aerospace Application, IVTAN. — Moscow. April 5—7. 2000. P. 30.
3. Velikodnyi V. Yu., Bityurin V. A. On structure of a plane shock wave in weakly ionized plasmas: Nonequilibrium processes and their applications. IV Int. Sc.-Seminar. Minsk. 1998. P. 72.
4. Velikodnyi V. Yu., Bityurin V. A. Shock wave structure in ionic plasma//Ac. of Sc. Reports. 1998. V. 361. № 3. P. 325 (in Russian).
5. Velikodnyi V. Yu., Bityurin V. A. Shock wave structure in long-lived plasma formations// Prospective on 2nd Workshop on Magneto- and Plasma- Aerodynamics for Aerospace Application, IVTAN. Moscow. April 5—7. 2000. P. 301—306.
6. Lineberry J. T., Velikodnyi V. Yu., Bityurin V. A. Influence of Charged Nano-Particles on Shock Wave Structure. Chain Reaction Initiation in Shock Wave Front in Cluster Ionic Plasma//AIAA 2001-0638, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 8—11 January 2001. Reno, Nevada. — 6 p.
7. Смирнов Б. М. Процессы в кластерной плазме и кластерных пучках // Письма в ЖЭТФ. Т. 68. Вып. 10. С. 741.
8. Velikodnyi V. Yu., Bityurin V. A. The effect of translational nonequilibrium on the kinetic of physicochemical conversions in the shock wave front//Chem. Phys. Reports. 1997. V. 16. № 19. P. 1521.
9. Струминский В.В., Великодний В. Ю. Структура ударных волн//Докл. АН СССР. 1982. Т. 266. № 1. С. 28.

Propagation and front structure of shock wave in ionic plasma with negative charged nano-particles (clusters, dusts)

V. Yu. Velikodnyi

Institute of Applied Mechanics, RAS, Moscow, Russia

V. A. Bityurin

Institute of High Temperature, RAS, Moscow, Russia

Shock wave propagation and its structure in low ionized ionic plasma with negative charged nano-particles are investigated on base of a complex approach including the solution of the Boltzman's and Poisson's equations for a shock wave front region with fast changing the flow (on the distances of several free-run length for neutral molecules) and the solution of multi-velocity-and-multi-temperature gas dynamics of chemically reacting weakly ionized ionic plasma. The range of new effects has been predicted. The part of this effects (for example, realization respectively high potential 10—100 V in shock wave front under low Max number $M = 1.5—3$ and low temperature of medium) was experimentally supported in two laboratories of the United Institute of High Temperature with experiments making independently.