

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЫ УДАРНО-СЖАТОГО АРГОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОВОЛНОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

Е.Н. Богданов, М.В. Жерноклетов, Г.А. Козлов, А.Б. Медведев, А.В. Родионов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение. При воздействии сильных ударных волн, концентрированного лазерного излучения, электронных и ионных потоков на вещество возникает неидеальная плазма, которая определяет поведение вещества в широкой области фазовой диаграммы от твердого тела и жидкости до нейтрального газа, включая фазовые границы кипения и плавления. Экспериментальная информация о термодинамике неидеальных систем в этой области параметров крайне важна. Поэтому большое значение приобретают развитие модельных представлений о неидеальных высокотемпературных средах и экспериментальных методов их подтверждения. В частности, важную информацию для определения ионизационного состава плазмы дают эксперименты по определению коэффициента электропроводности вещества в условиях сильного разогрева и сжатия.

Среди методов исследования ударно-волновых и детонационных процессов в последнее время очень активно используется микроволновая (радиоинтерферометрическая) диагностика [1]. В работе [2] с помощью радиоинтерферометра исследовали влияние проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию скорости движения лайнера. Полученные оценки проводимости воздуха и гелия за фронтом ударных волн (УВ) показали, что в зависимости от газа существуют пороговые значения скорости лайнера, при превышении которых радиоизлучение отражается от фронта УВ в газе, т.е. радиоинтерферометр регистрирует перемещение фронта УВ в газе, а не поверхности лайнера.

Удобным объектом исследования термодинамических и проводящих свойств веществ в плазменных состояниях являются инертные газы [3], поскольку они обладают простой плотноупакованной электронной структурой. Кроме того, отсутствие сложных молекулярных и ионно-молекулярных образований при ударно-волновом сжатии инертных газов облегчает интерпретацию таких экспериментов. В настоящей работе в качестве исследуемого вещества выбрана ударно-сжатая плазма аргона.

Цель настоящей работы это выявление границы применимости метода микроволновой диагностики для экспериментального определения кинематических и электрофизических характеристик ударно-сжатой неидеальной плазмы.

Описание метода микроволновой диагностики

Метод микроволновой диагностики относится к методам невозмущающим быстропотекающие процессы в сплошных средах и служит для измерения перемещений и скоростей физических объектов, способных отражать радиоволны миллиметрового диапазона. Для реализации данного метода используется радиоинтерферометр, обобщенная структурная схема которого представлена на рисунке 1.

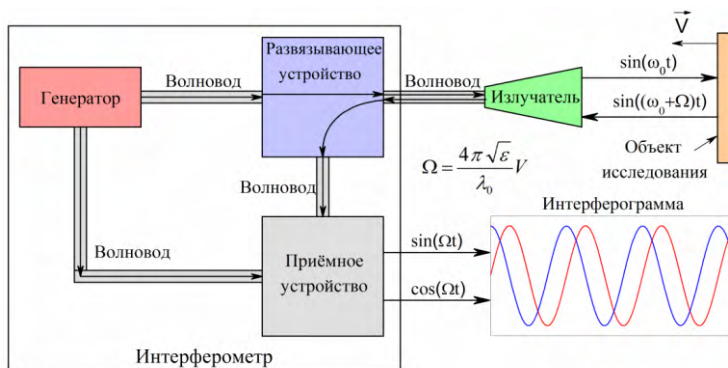


Рисунок 1. Обобщенная схема интерферометра

Радиоинтерферометр работает следующим образом: создаваемые генератором непрерывные электромагнитные колебания постоянной мощности на фиксированной частоте через элементы волноводного тракта и развязывающее устройство поступают на антенну и зондируются на исследуемый объект. При появлении на пути радиоизлучения препятствия со скачком диэлектрической проницаемости (например, фронт УВ) происходит отражение радиоволн. Часть энергии отраженных от препятствия волн возвращается на антенну и в приемном устройстве происходит преобразование принятого с антенны сигнала с сигналом генератора, результатом которого является сигнал на частоте, равной разности частот принимаемых и излучаемых интерферометром радиоволн, регистрируемый в виде интерферограммы.

Информация о перемещении и мгновенной скорости фронта УВ связана с текущей фазой и мгновенной частотой интерферограммы посредством эффекта Доплера. В случае нормального падения плоской монохроматической электромагнитной волны для поступательно движущейся отражающей поверхности эта связь может быть получена из уравнения для текущей фазы плоской отраженной волны $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = \omega_0 t - kx, \quad (1)$$

где ω – круговая частота падающей волны, t – текущее время, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число падающей волны, λ – длина волны в свободном пространстве, $x = x_0 + 2Vt$ – расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности в момент времени t , x_0 – начальное расстояние от антенны интерферометра до отражающей поверхности, V – модуль скорости движения объекта. Из уравнения следует, что приращение фазы $\Delta\varphi$ за время Δt равно

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - 4\pi V \Delta t / \lambda, \quad (2)$$

где $\varphi_0 = \omega_0 \Delta t$ – приращение фазы опорного сигнала. Таким образом, среднее значение вектора скорости на интервале Δt будет равно:

$$V = -(\Delta\varphi / \Delta t - \omega_0) \lambda / 4\pi, \quad (3)$$

где $\Delta\varphi / \Delta t = \omega(t)$ – мгновенная частота принимаемого сигнала, а разность частот $\{\omega(t) - \omega_0\} = \Omega(t)$ – доплеровский сдвиг частоты принимаемого интерферометром сигнала относительно частоты излучаемого им сигнала.

Помимо фазовых измерений интерферограммы, имеется возможность использовать и её амплитудные измерения для определения коэффициента отражения от фронта УВ по значению отношения амплитуды сигнала, отраженного от фронта УВ к амплитуде эталонного отражателя. В миллиметровом диапазоне длин волн, эталонным отражателем является металлический экран экспериментальной сборки с коэффициентом отражения электромагнитной волны по модулю равным $|\Gamma| = 1$. Следовательно, модуль коэффициента отражения радиоизлучения от фронта ударной волны можно определить как:

$$|\Gamma| = \frac{A}{A_0}, \quad (4)$$

где A_0 - амплитуда сигнала, отраженного от металла, A - начальная амплитуда сигнала, отраженного от фронта УВ.

В свою очередь коэффициент отражения радиоизлучения от границы раздела двух сред связан с диэлектрической характеристикой этих сред соотношением (5):

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \quad (5)$$

где $\varepsilon_1 = 1$ - коэффициент диэлектрической проницаемости невозмущенного газа перед фронтом УВ, ε_2 - комплексный коэффициент диэлектрической проницаемости ударно-сжатого ионизованного газа за фронтом УВ:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega_0}i \quad (6)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ - круговая частота, f_0 - частота зондирующего излучения, σ - удельная проводимость ударно-сжатого ионизованного газа.

Для оценки диэлектрической проницаемости ε и удельной проводимости σ ионизированного газа воспользуемся выражениями из [4]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0 (\omega_0^2 + \nu^2)} \quad \sigma = \frac{N_e e^2 \nu}{m_e (\omega_0^2 + \nu^2)} \quad (7)$$

здесь ν - число соударений электрона с тяжелыми частицами в 1с, $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ - масса электрона, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона, $N_e - \text{см}^{-3}$ - электронная плотность газа.

Частота соударений электронов с тяжелыми частицами складывается из частоты соударений с нейтралами и ионами $\nu = \nu_n + \nu_i$. Поскольку $\nu_n \gg \nu_i$, то основной вклад в диэлектрическую проницаемость дают соударения с нейтральными молекулами, определяемой формулой [4]:

$$\nu_n = 1.22 \cdot 10^{27} a^2 \frac{N_m}{N_L} \sqrt{\frac{T}{300}} \quad (8)$$

где $a - \text{см}$ - радиус молекулы газа, для аргона $a(\text{Ar}) = 0.37 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, $N_m - \text{см}^{-3}$ - концентрация молекул, $N_L = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - число Лошмидта.

В случае ударных волн выполняется соотношение

$$\frac{N_m}{N_L} = \frac{D}{D-U} \quad (9)$$

где D и U - скорость ударной волны и массовая скорость вещества за её фронтом соответственно.

Следовательно, для определения концентрации электронов N_e и проводимости σ газа за фронтом ударной волны необходимо решить систему уравнений (5)-(9), в которой экспериментально определяемыми параметрами являются скорость ударной волны D и значение коэффициента отражения излучения Γ от фронта ударной волны в газе.

В экспериментах применялись два радиоинтерферометра с длинами волн зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2 \text{ мм}$ ($\omega_1 = 5,9 \cdot 10^{11} \text{ ГГц}$) и $\lambda_2 = 2,1 \text{ мм}$ ($\omega_2 = 8,8 \cdot 10^{11} \text{ ГГц}$). Согласно общепринятым представлениям [4] радиоизлучение отражается от слоя газовой плазмы, если частота зондирующего излучения ω меньше или равна собственной частоте плазмы

$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}}$. Собственную частоту плазмы можно оценить по результатам термодинамического

расчета ударно-волнового сжатия газообразного аргона [7]. По данному расчету, определяется параметр u - скорость летящего лайнера, для которого собственная частота плазмы соответствует

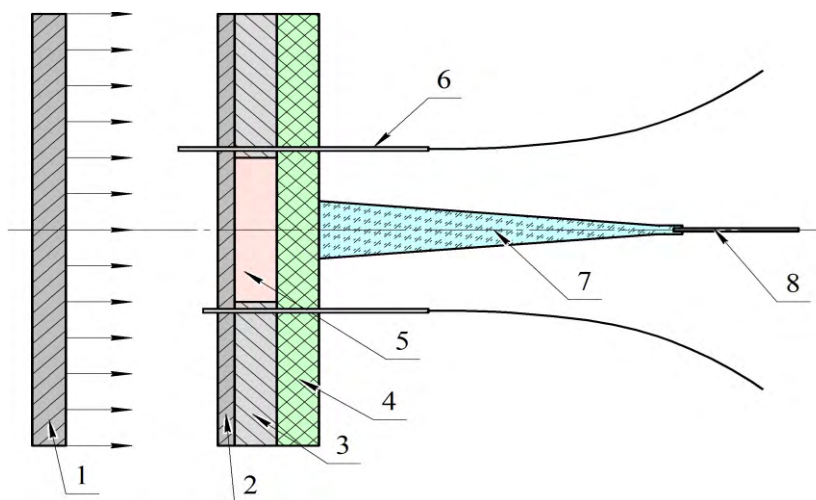
частоте зондирующего излучения. Из расчета следует, что равенство частот выполняется при скоростях движения лайнера $u_1 = 1,8$ км/с и $u_2 = 1,87$ км/с, для длины волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2$ мм и $\lambda_2 = 2,1$ мм соответственно. Следовательно, для того, чтобы определить характеристик отраженного радиоизлучения от фронта ударной волны, в работе использовались метательные устройства со скоростями движения лайнеров больше $u \geq 1,9$ км/с.

Постановка экспериментов

Опыты по ударному сжатию аргона выполнены на взрывных метательных устройствах плоской геометрии аналогичных устройствам, ранее примененных в работе [5], [6]. На рисунке 2 представлена общая схема проведения экспериментов.

Разгон металлических ударников в этих устройствах осуществляется продуктами детонации цилиндрических зарядов взрывчатых веществ. Столкновение движущихся ударников с экранами газовых кювет приводит к образованию ионизирующих ударных волн в исследуемом газе. Изменение характеристик ударно-сжатой плазмы осуществлялось применением активных зарядов различных геометрических размеров, а также путем варьирования толщин и материалов ударников.

Диагностика ионизирующих ударных волн осуществлялась с помощью микроволновых интерферометров с длинами волн зондирующего излучения 3,2 и 2,1 мм. Измерение волновой скорости в экранах, осуществлялось электроконтактной методикой [6]. Опыты проводились при начальном давлении аргона 1 атм. и температуре $\sim 273^\circ\text{K}$.



1 – ударник; 2 – экран; 3 – корпус; 4 – крышка; 5 – газ;
6 – электроконтактный датчик; 7 – излучатель; 8 – диэлектрический волновод

Рисунок 2. Схема проведения экспериментов

Экспериментальные результаты

Проведено десять экспериментов, где применялся радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 3,2$ мм, в четырех из них использовался радиоинтерферометр с длиной волны зондирующего излучения $\lambda_2 = 2,1$ мм.

В соответствии с законами сохранения при выходе ударной волны из экрана в газ скорость движения экрана и массовая скорость движения частиц газа за фронтом ударной волны совпадают. Используя этот факт, в опытах электроконтактными датчиками измеряли скорости движения экранов, которые отождествляли с массовыми скоростями U движения частиц за фронтами ударных волн.

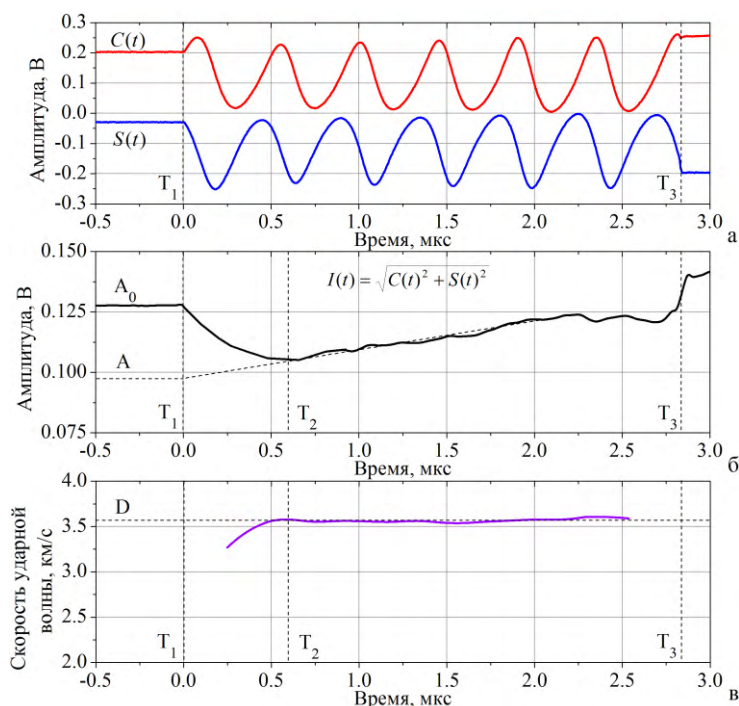
В первом эксперименте зарегистрированное радиоинтерферометром значение скорости 2,28 км/с совпало со значением скорости экрана, зарегистрированным электроконтактной методикой.

Данный экспериментальный факт свидетельствует об отсутствии влияния ионизации за фронтом ударной волны на регистрацию движения поверхности экрана при указанном значении скорости. Во всех остальных девяти эксперимента радиointерферометром регистрировалось движение ударной волны.

Результатом регистрации является интерферограмма, представляющая из себя пару квадратурных сигналов $C(t)$ и $S(t)$ (см. рисунок 3а). На рисунке 3б для иллюстрации показана амплитудная характеристика интерферограммы $I(t) = \sqrt{C(t)^2 + S(t)^2}$ и указаны значения амплитуд сигнала, по которым определялся модуль коэффициента отражения $|\Gamma| = \frac{A}{A_0}$, где амплитуда сигнала A_0 соответствует отражению микроволнового излучения от металлического экрана и амплитуда A - это линейная экстраполяция амплитудной зависимости отражённого сигнала к значению момента времени выхода ударной волны в аргон.

Результат фазовой обработки интерферограммы дает зависимость мгновенной скорости ударной волны в аргоне D от времени, которая для иллюстрации представлена на рисунке 3в.

Также на рисунке 3 указаны времена характерных процессов в эксперименте: T_1 - момент входа ударной волны в аргон; T_2 - завершение переходных процессов; T_3 - выход ударной волны из аргона.



(а) - микроволновая интерферограмма; (б) – зависимость огибающей сигнала от времени; (в) – зависимость скорости ударной волны от времени

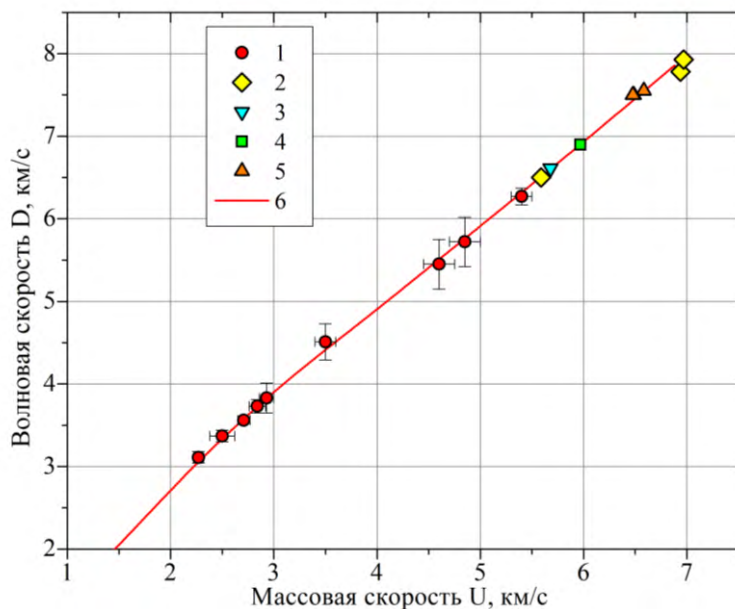
Рисунок 3. Результаты микроволновой диагностики

В таблице 1 приведены экспериментальные результаты: скорость ударной волны D , коэффициент отражения $|\Gamma|$ от фронта ударной волны и вычисленные значения проводимости σ и концентрации электронов N_e за фронтом ударной волны. Также в таблице представлены значения массовых скоростей U , зарегистрированные электроконтактными датчиками.

Таблица 1. Результаты экспериментов по исследованию плазмы аргона

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	9
U, км/с	2,32±0,05	2,50±0,12	2,71±0,06	2,84±0,08	2,93±0,07	3,50±0,10	4,6±0,15	4,85±0,15	5,40±0,05
$\lambda_0=3,2$ мм									
D, км/с	3,11±0,07	3,37±0,07	3,56±0,02	3,73±0,08	3,83±0,18	4,51±0,22	5,45±0,3	5,72±0,3	6,23±0,05
Г	0,67±0,05	0,78±0,06	0,84±0,07	0,85±0,07	0,86±0,08	0,86±0,06	0,87±0,07	0,86±0,09	0,85±0,09
σ , (Ом см) ⁻¹	0,7±0,3	1,7±0,6	3,6±1,7	4,1±2,1	4,7±2,8	5,0±2,1	5,4±2,8	5,0±2,1	4,1±2,8
N _e , см ⁻³	(1,1±3,0) x10 ¹⁷	(2,4±0,9) x10 ¹⁷	(5,3±1,1) x10 ¹⁷	(5,8±1,5) x10 ¹⁷	(6,7±2,6) x10 ¹⁷	(7,5 ±2,0) x10 ¹⁷	(8,2 ±3,0) x10 ¹⁷	(7,5 ±2,0) x10 ¹⁷	(5,8±1,5) x10 ¹⁷
$\lambda_0=2,1$ мм									
D, км/с	3,11±0,06	3,39±0,07	3,54±0,04	-	3,80±0,15	-	-	-	-
Г	0,60±0,05	0,80±0,05	0,83±0,06	-	0,85±0,06	-	-	-	-
σ , (Ом см) ⁻¹	0,4±0,3	2,3±1,5	3,1±2,2	-	4,1±2,1	-	-	-	-
N _e , см ⁻³	(4,96±3,01) x10 ¹⁶	(3,0±0,91) x10 ¹⁷	(4,2±1,14) x10 ¹⁷	-	(5,7±1,5) x10 ¹⁷	-	-	-	-

На рисунке 4 представлены экспериментальные данные таблицы 1 в D-U координатах для ударной адиабаты аргона при атмосферном давлении. На нем же приведены данные работ [7]-[10], а также результаты термодинамического расчета с использованием модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) [10].

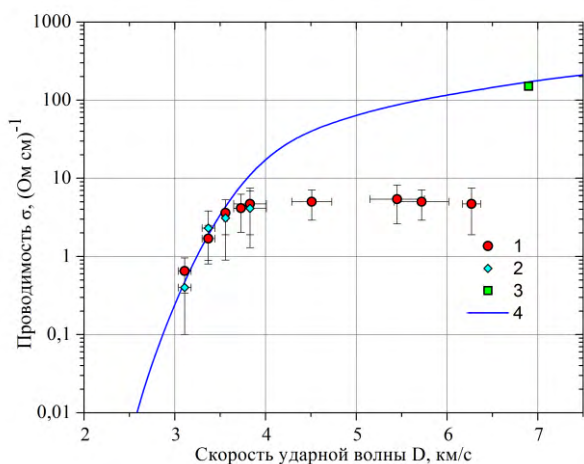


эксперимент: 1- настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – [7]; 3 – [8]; 4 – [9]; 5 – [10]; 6 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 4. Ударная адиабата аргона в D-U переменных

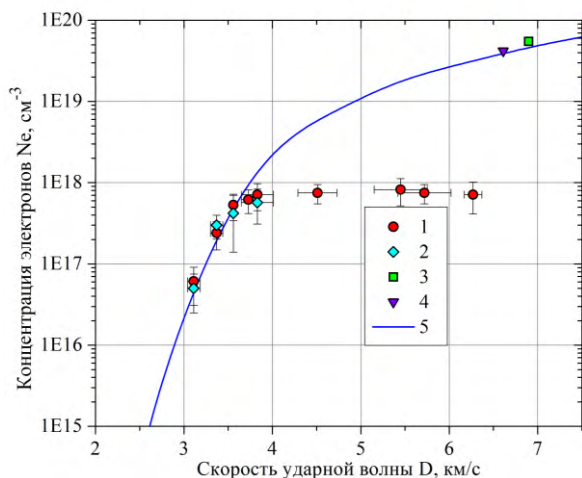
Как видим из рисунка 4 данные, полученные в настоящей работе, находятся в удовлетворительном согласии как с данными из других работ, так и с результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса [11].

На рисунке 6 и 7 представлены зависимости проводимости и концентрации электронов за фронтом ударной волны в аргоне от скорости ударной волны D. На графиках также представлены данные настоящей работы, данные работ [8] и [9], результаты расчетов с использованием модифицированной модели Ван-дер-Ваальса (мВдВ) [11].



эксперимент: 1- настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – настоящая работа $\lambda_0=2,1$ мм; 3 – [9];
4 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 6. Зависимость удельной проводимости σ за фронтом ударной волны от её скорости D



эксперимент: 1 - настоящая работа $\lambda_0=3,2$ мм;
2 – настоящая работа $\lambda_0=2,1$ мм; 3 – [9]; 4 – [8];
5 – расчет по модели мВдВ [11]

Рисунок 7. Зависимость концентрации электронов N_e за фронтом ударной волны от её скорости D

Из рисунков 6 и 7 видно, что экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса[11] в диапазоне волновых скоростей $D=3,1\div 3,6$ км/с. Дальнейшее увеличение скорости приводит к существенному расхождению экспериментальных данных с расчетом, которое может быть объяснено эффектом экранировки излучения. Этот эффект, обоснование которого дано в [12], заключается в ионизации невозмущенного газа перед фронтом ударной волны потоком излучения, испускаемого нагретым до температур 10000-20000 °К газом за фронтом ударной волны, что приводит к поглощению части энергии зондирующего микроволнового излучения и, соответственно, к уменьшению коэффициента отражения от волнового фронта. Эксперименты показали, что при увеличении скорости ударной волны в аргоне до 8-9 км/с невозмущенный газ ионизируется настолько, что в итоге перестает пропускать зондирующее микроволновое излучение.

Заключение. Исследованы ударно-волновые и электрофизические характеристики плазмы ударно-сжатого аргона, находящимся при начальном давлении 1 атм и температуре ~ 273 °К. Исследование проводилось с использованием метода микроволновой доплеровской диагностики на основе радиоинтерферометров с длинами волн зондирующего излучения 3,2 и 2,1 мм в диапазоне давлений от 12 до 63 МПа ($D=3,1\div 3,6$ км/с).

По результатам измеренных скоростей ударных волн, получена ударная адиабата аргона, которая хорошо согласуется с данными других авторов и результатами расчета по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса. Получен массив коэффициентов отражения электромагнитного излучения на длинах волн 3,2 и 2,1 мм от фронта ударной волны, на основании которого определена проводимость и концентрация электронов во фронте ударной волны. Экспериментальные данные согласуются с расчетом по модифицированной модели Ван-дер-Ваальса в диапазоне скоростей $D=3,1\div 3,6$ км/с. При дальнейшем увеличении скорости, обнаружено проявление эффекта экранировки зондирующего излучения.

Список литературы

1. Микроволновая диагностика. Глава 5 в кн. Невозмущающие методы диагностики быстротекающих процессов / Под ред. доктора техн. наук А. Л. Михайлова. – Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.-322 с.
2. Огородников В.А., Михайлов А.Л., Пешков В.В.и др. О влиянии проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию параметров движения лайнера с помощью интерферометрических методов // ЖЭТФ, 2012г., т.141, вып. 1, с. 182-188.
3. J. Zheng, Y.J. Gu, Z.Y. Chen and Q.F. Chen Measurements of the equations of state and spectrum of nonideal xenon plasma under shock compression. Psysical Review E 82, 026401 (2010)
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: НАУКА, 1967, 684 с.
5. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под ред. М.В. Жерноклетова – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005, 428 с.
6. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Под ред. Р.Ф. Трунина. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006, 531
7. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. Термодинамические свойства неидеальной плазмы аргона и ксенона // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 546-585.
8. Фортов В.Е., Леонтьев А.А., Дрёмин А.Н., Грязнов В.К. Генерация неидеальной плазмы мощными ударными волнами // ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 1(7), с. 225-236.
9. Иванов Ю.В., Минцев В.Б., Фортов В.Е., Дремин А.Н. Электропроводность неидеальной плазмы // ЖЭТФ, 1976, т. 71, №1(7).
10. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Дрёмин А. Н., Фортов В. Е. Динамическое сжатие неидеальной плазмы аргона // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6(12).С. 2059-2066.

11. Медведев А.Б. Уравнение состояния и коэффициенты переноса аргона на основе модифицированной модели Ван-дер-Ваальса до давлений 100ГПа // ФГВ, 2010, т. 46, №4, с. 116-126.
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматлит, 1963., 632 стр. с илл.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ПММА НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВТОРОЙ ФАЗЫ ПММА ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

В работах автора был развит новый подход к описанию фазового превращения, как в инертных материалах, так и применительно к описанию детонации как процесса ФП [1-9]. Отличительной особенностью этого подхода являются детали, подробнее изложенные в работе [10].

Ниже приводится система уравнений для произвольного нестационарного газодинамического течения сплошной среды, в которой происходит неравновесное фазовое превращение (ФП).

$$\frac{dv}{dt} - v \cdot \text{div} \vec{U} = 0 \quad (a)$$

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + v \cdot \vec{\nabla} P_Q = 0 \quad (b)$$

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dt} = \frac{1}{T} \cdot \left(\frac{d\varepsilon^{(1)}}{dt} + P \cdot \frac{dv^{(1)}}{dt} \right) \quad (c)$$

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{dt} = \frac{1}{T} \cdot \left(\frac{d\varepsilon^{(2)}}{dt} + P \cdot \frac{dv^{(2)}}{dt} \right) \quad (d)$$

$$P_Q \equiv P - T \cdot \left(\frac{d\sigma}{dv} \right) \quad (e)$$

$$v \equiv (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (f) \quad (1)$$

$$\sigma \equiv (1-\alpha) \cdot \sigma^{(1)} + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (g)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = K(\alpha, P, v) \quad (h)$$

$$v^{(2)} = v^{(2)}(P, T) \quad (k)$$

$$v^{(1)} = v^{(1)}(P, T) \quad (l)$$

$$\frac{\partial v}{\partial T} + \frac{\partial \sigma}{\partial P} = 0 \quad (m)$$

В системе уравнений (1) использованы общепринятые обозначения для физических параметров.

Система уравнений газовой динамики для вещества, испытывающего на ударной волне *неравновесное фазовое превращение*, ранее было получено с замыкающим условием, приведенным в [5,6]:

$$\Phi^{(2)} - \Phi^{(1)} = -v \cdot dP/d\alpha \quad (a) \quad dH = dQ = T \cdot d\sigma \quad (b) \quad (2)$$

Условие (2) было получено как *приближённое*, в предположении выполнения равенства (2-b). В настоящее время получено и строго доказано, что *точный критерий*, замыкающий полную газодинамическую систему для неравновесного фазового процесса, имеет вид: