

УДК 533.6.011.8

О РАДИАЦИОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПЛАЗМЫ ЗА ФРОНТОМ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

СМЕХОВ Г. Д., ФОТИЕВ В. А.

Расчет течения газа в ударной трубе по идеальной теории [1] приводит к результатам, отличающимся от реальной картины. В частности, рассчитанная скорость отраженной ударной волны приблизительно на 20% превышает скорость, измеренную экспериментально [2]. Расчет параметров ударно нагретого газа хорошо совпадает с результатами эксперимента только непосредственно за фронтом ударной волны [3].

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование изменения параметров плазмы за фронтом отраженной ударной волны в аргоне. Определена картина газодинамических процессов, происходящих после отражения падающей ударной волны от торца ударной трубы. Разработан метод приближенного аналитического расчета, позволяющего определить как параметры газа, находящегося непосредственно за фронтом отраженной ударной волны при различных ее положениях относительно торца ударной трубы, так и изменение этих параметров в других областях за отраженной ударной волной. При расчете учтено влияние пограничного слоя и радиационного охлаждения в приближении малой степени ионизации плазмы и сохранения равновесных условий во всей области за отраженной ударной волной. Проведено сравнение экспериментального и теоретического профилей излучения из отраженной ударной волны.

1. Экспериментальные измерения проводились на ударной трубе диафрагменного типа с внутренним диаметром 50 мм. В качестве толкающего газа использовался водород. Измерения проводились в чистом аргоне при начальном давлении газа 10 мм рт.ст. и скоростях падающей ударной волны от 2,45 до 2,65 км/с.

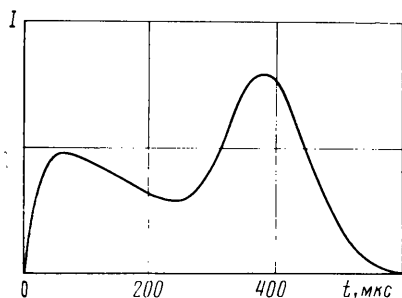
Скорости как падающей, так и отраженной ударных волн вблизи торца ударной трубы измерялись с помощью пьезоэлектрических и ионизационных датчиков.

Излучение газа из области за отраженной ударной волной регистрировалось в инфракрасной области спектра на длине волны 2,9 мкм с помощью фотосопротивления, сигнал с которого подавался на осциллограф. Типичная осциллограмма излучения, приведенная на фиг. 1, имеет характерную двугорбую форму.

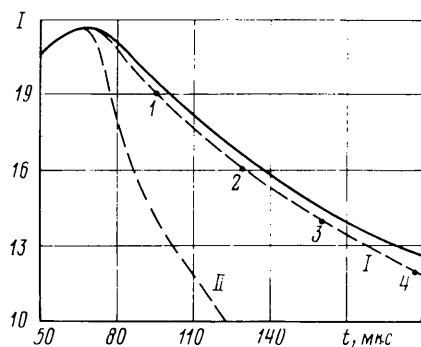
Сигналы, зарегистрированные от пьезоэлектрических и ионизационных датчиков, позволили построить $x-t$ -диаграмму газодинамических процессов вблизи торца ударной трубы. Сравнение полученных таким образом результатов с оптическим сигналом показало, что первичное возрастание его интенсивности соответствует излучению отраженной ударной волны. (Оптический сигнал от падающей ударной волны не регистрировался, так как находился ниже порога чувствительности регистрирующей аппаратуры). Повторное возрастание интенсивности излучения связано с излучением вторичных ударных волн, которые образуются после взаимодействия отраженной ударной волны с контактной поверхностью. Количественные измерения проводились только для первичной отраженной ударной волны, т. е. ограничивались временным интервалом длительностью около 200 мкс за фронтом ударной волны.

2. Равновесные параметры за фронтом отраженной ударной волны рассчитывались по идеальной теории ударных волн с учетом ионизационного равновесия [4]. Хорошее совпадение между расчетными и измеренными значениями скорости отраженной ударной волны показывает, что учет релаксационных процессов является важным фактором для адекватного описания течения газа в ударной трубе. Аналогичный результат отмечен в работе [3].

Как показывает эксперимент [5], плазму за отраженной ударной волной в аргоне можно считать однородной. Однако параметры плазмы непосредственно за фронтом отраженной ударной волны могут отличаться от идеальных по мере удаления ее от торца ударной трубы, так как отраженная ударная волна распространяется по газу, нагретому падающей удар-



Фиг. 1



Фиг. 2

ной волной, в которой влияние пограничного слоя оказывается весьма существенным [6].

Изменение параметров во фронте отраженной ударной волны за счет влияния пограничного слоя можно оценить, воспользовавшись теорией, описанной в [5], в предположении, что параметры газа за отраженной ударной волной пропорциональны соответствующим параметрам за падающей ударной волной при фиксированных значениях числа Маха и показателя адиабаты. Анализ течения газа показал, что пограничный слой в области за падающей ударной волной в условиях эксперимента является турбулентным.

Излучение отраженной ударной волны регистрировалось на расстоянии $l_0 = 4$ см от торца ударной трубы. За время, которое требуется для прохождения отраженной ударной волной этого расстояния, газ за падающей ударной волной успеет переместиться на расстояние l . Следовательно, в момент прохождения мимо окна отраженная ударная волна будет распространяться по газу, находящемуся на расстоянии $l_0 + l$ от фронта падающей ударной волны.

С учетом сказанного выше, оценки по [5] показали, что за счет влияния пограничного слоя в плазме, находящейся непосредственно за фронтом отраженной ударной волны, произойдет возрастание температуры на 3,5%, давления — на 9,0% и плотности тяжелых частиц — на 5,3%.

Изменение параметров плазмы, соответствующее уменьшению оптического сигнала, в области за фронтом отраженной ударной волны вызывается радиационными потерями энергии. Считая, что Q — энергия, уносимая излучением из единицы объема плазмы за единицу времени, можно написать систему уравнений, описывающих состояние плазмы за отраженной ударной волной [7]

$$Q = -m_a n \, dh/dt \quad (2.1)$$

$$m_a \, dn/dt = 0 \quad (2.2)$$

$$m_a \, dh/dt = 2,5(1 + \alpha) \, d(kT)/dt + (2,5kT + E - \Delta E) \, d\alpha/dt \quad (2.3)$$

$$n_e^2 = 5,28 \cdot 10^{56} n (kT)^{-3/2} \exp \left(-\frac{E - \Delta E}{kT} \right) \quad (2.4)$$

Здесь n — плотность числа частиц в плазме, T — ее температура, n_e — концентрация свободных электронов, α — степень ионизации, $\bar{h}$ — удельная энтальпия, m_a — масса атома, E — его потенциал ионизации, k — постоянная Больцмана.

Снижение потенциала ионизации [8] учитывалось только в экспоненциальных множителях, так как $\Delta E \ll E$. В расчете предполагалось также, что в процессе охлаждения плазмы за фронтом отраженной ударной волны ионизационное равновесие сохраняется.

Пользуясь тем, что в условиях данного эксперимента степень ионизации $\alpha \ll 1$, система уравнений (2.1) — (2.4) сводится к уравнению

$$-Q = \left[n_e \frac{(2,5kT + E)}{2(kT)^2} E + 2,5n \right] \frac{d(kT)}{dt} \quad (2.5)$$

При выводе (2.5) предполагалось, что зависимость n_e от T в (2.4) при дифференцировании определяется только экспоненциальным множителем [9].

Излучательная способность аргоновой плазмы ε была рассчитана в [10], где получено следующее выражение:

$$\varepsilon = 1,14 \cdot 10^{-41} T^{1/2} n_e^2 \exp \left(\frac{h\nu_g - \Delta E}{kT} \right) \quad (2.6)$$

где $h\nu_g = 2,85$ эВ — эффективное снижение границы непрерывного спектра.

В условиях эксперимента излучающий объем плазмы расположен внутри ударной трубы с отражающими стенками. Поэтому считать его объемным изотропным излучателем нельзя — это приведет к чрезмерно большим радиационным потерям по сравнению с наблюдавшимися в эксперименте (см. ниже фиг. 2).

Будем считать, что поток излучения, идущий вдоль оси ударной трубы, покидает излучающий объем, а потоки по нормали к оси поглощаются плазмой после нескольких отражений от стенок. Следовательно, из плазмы будет выходить в среднем $1/3$ полного излучения плазмы. Тогда

$$Q = 4\pi\varepsilon/3 \quad (2.7)$$

Подставляя (2.6) в (2.7) и приравнявая полученное выражение для Q к (2.5), получим простое дифференциальное уравнение, которое с учетом (2.4) можно решить относительно T . (При этом опять предполагается, что зависимость от T определяется экспоненциальными множителями.) В качестве начальных условий примем, что при $t=0$ температура плазмы равна T_0 — температуре, рассчитанной по идеальной теории с учетом влияния релаксационных процессов [4] и поправки, вводимой на влияние пограничного слоя.

Зная зависимость $T(t)$ и учитывая предположение о существовании равновесия в плазме за отраженной ударной волной, можно определить изменение всех параметров плазмы в этой области. Так как интенсивность непрерывного излучения в рассматриваемой области спектра значительно меньше интенсивности излучения в линиях [10], относительное изменение интенсивности излучения плазмы из отраженной ударной волны можно рассчитать по формуле

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left[-\frac{E_k}{kT_0} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right] \quad (2.8)$$

Здесь E_k — энергия верхнего возбужденного уровня, I_0 и I — интенсивности излучения в областях за фронтом отраженной ударной волны с температурами T_0 и T соответственно.

3. Рассчитанный по (2.8) профиль интенсивности излучения сравнивался с профилем излучения из отраженной ударной волны, полученным экспериментально. Экспериментальные измерения проводились в спектральном интервале $2,9 \pm 0,08$ мкм. Оценки вклада различных линий, попадающих в указанный спектральный интервал, показали, что относительная интенсивность переходов с уровня $5p$ составляет более 90% от общей интенсивности излучения в этом интервале. Этим определяется выбор энергии $E_k = 14,57$ эВ, что соответствует усредненной по подуровням тонкой структуры энергии уровня $5p$ атома аргона.

На фиг. 2 приведены экспериментальный (сплошная кривая) и рассчитанные (пунктирные кривые) профили при скорости падающей ударной волны $V = 2,55$ км/с. Интенсивность излучения дается в относительных единицах, причем считается, что в максимуме профиля интенсивность соответствует состоянию плазмы с температурой T_0 . Профиль I отвечает расчетам по формуле (2.7), профиль II — расчетам в приближении изотропного объемного излучателя. Точками на расчетной кривой I отмечены значения интенсивности излучения, соответствующие уменьшению температуры в области за фронтом отраженной ударной волны на 1, 2% и т. д. Из фиг. 2 видно, что приближение изотропного объемного излучателя приводит к существенному завышению доли энергии, теряемой плазмой, в то время как расчет по формуле (2.7) приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными.

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов указывает на удовлетворительность принятой приближенной схемы расчета для определения параметров плазмы за отраженной ударной волной в аргоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
2. Ударные трубы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 699 с.
3. Копьков А. А., Соколов А. И. Интерферометрическое исследование термической аргоновой плазмы. — Теплофиз. высоких температур, 1976, т. 14, № 5, с. 937–942.
4. Сметов Г. Д., Фотиев В. А. О вычислении равновесного состава высокотемпературного газа. — Изв. высш. матем. и матем. физики, 1978, т. 18, № 5, с. 1283–1290.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
6. Phillips M. G. R., Pugalschew A. A. An investigation of the structure of plasma produced by reflected shock waves. — Phys. Fluids, 1980, v. 23, № 1, p. 34–37.
7. Logan P. F., Stalker R. J., McIntosh M. K. A shock tube study of radiative energy loss from an argon plasma. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, v. 10, № 3, p. 323–337.
8. Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971. 552 с.
9. Vaguin E. P., Jakobi Yu. A., Yakovlev V. V., Soloukhin R. I. Experiments on radiative cooling of a shock heated gas. — Rev. Phys. Appl., 1978, v. 13, № 8, p. 399–403.
10. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Лучистые потери аргоновой плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 3, с. 954–964.

Москва

Поступила в редакцию
27.IX.1981