

ЯРКОСТЬ УДАРНЫХ ВОЛН В АРГОНЕ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Е. П. Глотов, И. И. Дивнов

(Москва)

† Описаны методика и результаты исследования яркости ударных волн в аргоне нормальной плотности в области спектра $78 \text{ нм} < \lambda < 99 \text{ нм}$. Экспериментальные значения яркостных температур свидетельствуют о «черноте» излучения в исследованном интервале скоростей ударной волны от 4,9 до 9,2 км/с. Оценены коэффициенты поглощения сжатого ударной волной аргона.

Ранее яркость сильных ударных волн в инертных газах экспериментально исследовалась в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра [1–4]. Отсутствие экспериментальных данных о спектральном распределении излучения в коротковолновой области спектра, на которую приходится большая часть излучаемой энергии, связано с трудностью использования известных методов регистрации вакуумного ультрафиолета [5] в специфических условиях взрывного эксперимента.

В данной работе показана возможность определения яркости в области спектра вблизи потенциала ионизации (φ_0) инертного газа по измеряемой в опытах интенсивности объемной фотоионизации атомов газа-примеси с известным потенциалом ионизации ($\varphi_1 < \varphi_0$), добавляемого в небольшом ($\sim 0,1\%$) количестве к исследуемому газу.

Обнаружено, что в цепи установленного перед фронтом ударной волны электрического зонда, представляющего собой два плоских электрода, на которые подано напряжение от внешнего источника, течет электрический ток. Ток может возникнуть лишь в результате объемной фотоионизации примесных атомов, потенциал ионизации которых меньше потенциала ионизации основного газа, поскольку излучение с энергией квантов $h\nu > \varphi_0$, способное ионизовать атомы основного газа, поглощается в тонком слое непосредственно перед фронтом ударной волны [6]. При достаточно малых плотностях потока излучения удается подобрать режим «насыщения», когда все образующиеся в результате объемной фотоионизации заряженные частицы, не рекомбинируя, достигают электродов и по величине тока I можно определить интенсивность фотоионизации q , т. е. число электронно-ионных пар, образующихся в единице объема в единицу времени,

$$(1) \quad q = \frac{I}{eSd},$$

где e — заряд электрона; S — площадь электродов зонда; d — расстояние между электродами. Интенсивность фотоионизации определяется плотностью потока квантов N в месте расположения зонда (на расстоянии z от фронта ударной волны)

$$(2) \quad q(z) = \kappa_0 N(z) = \kappa_0 N_0 \sin^2 \alpha \exp(-\kappa_0 z),$$

где κ_0 — коэффициент фотоионизационного поглощения примеси; N_0 — плотность потока квантов, излучаемых с фронта ударной волны в спектральном интервале $\varphi_1 < h\nu < \varphi_0$; α — определяемый геометрией опыта угол, под которым из точки z видна излучающая поверхность. Из (1), (2) следует

$$(3) \quad N_0 = \frac{I \exp(\kappa_0 z)}{eSd \sin^2 \alpha}.$$

Коэффициент поглощения κ_0 , который зависит от концентрации примеси и поэтому заранее неизвестен, определяется экспериментально с помощью двух зондов, установленных на разных расстояниях z_1 и z_2 от фронта ударной волны. Из (3) следует формула для расчета κ_0 по значениям зондовых токов I_1 и I_2

$$\kappa_0 = \frac{1}{z_2 - z_1} \ln \frac{I_1 \sin^2 \alpha_2}{I_2 \sin^2 \alpha_1}.$$

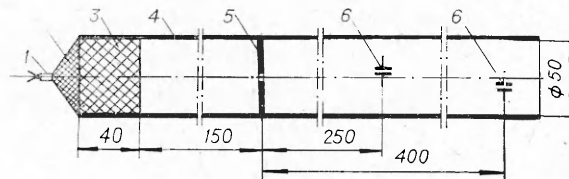
Таким образом, предлагаемая методика позволяет рассчитать плотность потока излучения N_0 в спектральном интервале, заданном потенциалами ионизации основного газа и примеси, и затем по величине N_0 определить яркостную температуру, т. е. температуру абсолютно черного тела, излучающего с единицы поверхности такой же поток квантов в данном спектральном интервале, как и исследуемый объект.

В опытах двумя электрическими зондами 6 регистрировалось излучение ударных волн, получаемых при выходе плоской детонационной волны на торец цилиндрического заряда взрывчатого вещества 3, помещенного в трубку 4 с аргоном нормальной плотности (фиг. 1, 1 — электродетонатор, 2 — взрывная линза). Зонды устанавливались на расстояниях 40 — 55 см от торца заряда вблизи оси трубки. Для уменьшения плотности потока излучения, попадающего на зонд, а также для того, чтобы регистрировалось излучение лишь в центральной области фронта ударной волны, между зондами и зарядом взрывчатого вещества ставилась диафрагма 5 с диаметром отверстия $d_1 = 1,5$ мм (диаметр диафрагмы определяет величину угла α в (2): $\sin \alpha = \frac{d_1}{l}$, где l — расстояние от диафрагмы до зонда).

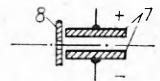
Непосредственно перед зондом устанавливалась щелевая диафрагма 8 из органического стекла, ширина щели которой ($d_2 = 1$ мм) выбиралась такой, чтобы излучение не попадало на электроды зонда 7 и регистрируемый сигнал не искажался влиянием фотоэффекта с поверхности электродов (при наличии диафрагмы в формулах (1), (3) нужно заменить d на d_2). Площадь электродов $S = 1,0 \cdot 1,5$ см², расстояние между ними $d = 2$ мм. На электроды подавалось напряжение $U_0 = 500 - 1000$ В. Ток в цепи зонда регистрировался осциллографом ОК-33.

В предварительных опытах фотохронографическим методом были измерены скорости ударной волны в трубке.

Трубка заполнялась «чистым» аргоном из баллона путем продувки в течение 2—5 мин непосредственно перед опытом. При таком способе заполнения в трубке остается небольшое количество ($\sim 0,1\%$) атмосферного воздуха, основные компоненты которого (кислород и азот) определяют примесный состав исследуемого газа. Остальными примесями можно пренебречь вследствие их значительно меньшей концентрации. Потенциалы ионизации аргона, азота и кислорода равны соответственно 15,7; 15,8 и 12,5 эВ [5]. Примесь азота, потенциал ионизации которого больше потенциала ионизации аргона, не влияет на результаты зондовых измерений, поскольку спектр излучения ударной волны ограничен потенциалом



Поз. 6



Фиг. 1

ионизации аргона. Измеряемая зондом интенсивность ионизации определяется излучением с энергией квантов в интервале от потенциала ионизации аргона до потенциала ионизации кислорода, что соответствует интервалу длин волн $78,0 \text{ нм} < \lambda < 99,0 \text{ нм}$.

Параметры зонда выбраны такими, чтобы при данных потоках ионизирующего излучения достигался ток насыщения [7]. Известно, что напряжение между электродами в этом случае должно быть, с одной стороны, достаточно большим, чтобы влиянием объемного заряда между электродами и рекомбинацией заряженных частиц можно было пренебречь, с другой — не слишком большим, чтобы движение заряженных частиц в электрическом поле не сопровождалось вторичной ионизацией атомов газа в результате столкновений.

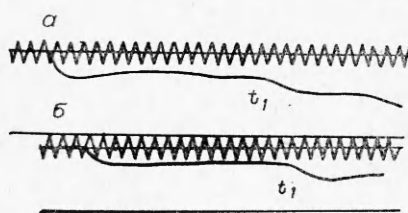
Плотность ионов при объемной фотоионизации не больше $n_{\text{max}} = q\tau$, $\tau = d^2/k_+U_0$ — время пролета иона между электродами, k_+ — подвижность иона. Влиянием объемных зарядов можно пренебречь, если связанное с ними изменение напряженности электрического поля $\Delta E \sim en_{\text{max}}d/2\epsilon_0$ (ϵ_0 — электростатическая постоянная) мало по сравнению с начальной напряженностью $E_0 = U_0/d$, т. е. при

$$(4) \quad q \ll \frac{\epsilon_0 k_+ U_0^2}{ed}$$

При $U_0 = 10^3 \text{ В}$, $d = 10^{-3} \text{ м}$ и $k_+ = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (оценка по формуле Лагжевена) получим условие $q \ll 10^{17} \text{ 1/см}^3 \cdot \text{с}$. Из приведенного в [7] решения стационарной задачи о движении электронов и ионов между плоскими электродами следует, что в условиях данных опытов объемным зарядом можно пренебречь и при $q = 10^{17} \text{ 1/см}^3 \cdot \text{с}$.

Константа скорости рекомбинации ионов кислорода в аргоне нормальной плотности не больше $k = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ [8]. Число ионов, рекомбинирующих в единицу времени в единице объема, не больше kn_{max}^2 . Подставляя численные значения величин, можно убедиться, что при выполнении условия (4) число рекомбинирующих ионов пренебрежимо мало по сравнению с q .

Оценка коэффициента ионизации столкновениями (коэффициента Таундсена) показывает, что в аргоне при атмосферном давлении и $E_0 = U_0/d = 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ вторичная ионизация также незначительна [7].



Фиг. 2

Характерные осциллограммы токов в цепи зондов приведены на фиг. 2 (а — зонд 1, б — зонд 2, период масштабной синусоиды — 1 мкс). Ток возрастает от нуля до максимального значения в течение первых 1,5–2,0 мкс и затем остается примерно постоянным до момента t_1 . Фотохронографические измерения показали, что скорость ударной волны в трубке при $t < t_1$ практически не меняется и момент t_1 соответствует подходу ударной волны к диаграмме.

В таблице приведены рассчитанные по значениям I_m интенсивности фотоионизации q , коэффициенты поглощения κ_0 газа перед фронтом ударной волны и яркостные температуры $T_{\text{эф}}$ в исследованной области спектра.

При расчете яркостных температур использовались таблицы [9]. Для сравнения приведены также расчетные [3] значения температуры аргона за фронтом ударной волны, соответствующие измеренным в опытах значениям скорости.

Номер опыта	D, км/с	I _m · 10 ³ , А		q · 10 ⁻¹⁶ , 1/см ³ · с		κ ₀ , 1/см	T _{эф} · 10 ⁻³ , К	T · 10 ⁻³ , К	κ ₁ , 1/см
		Зонд 1	Зонд 2	Зонд 1	Зонд 2				
1	4,9	0,750	0,133	3,10	0,551	0,047	15,8	17,0	8,0
2	4,9	0,135	0,024	0,56	0,010	0,066	16,0	17,0	
3	9,2	0,910	0,058	3,70	0,024	0,122	25,0	25,4	9,2
4	9,2	0,740	0,043	3,10	0,018	0,130	25,0	25,4	
5	9,2	0,920	0,058	3,84	0,024	0,122	25,0	25,4	
6	9,2	1,54	0,117	6,42	0,49	0,080	25,1	25,4	

Напряжение на электродах зонда варьировалось в опытах в пределах $U_0=600-1000$ В. Изменение напряжения на электродах не влияло на время нарастания тока и величину $T_{эф}$. Этот результат показывает, что выбранные на основании оценок параметры зонда действительно соответствуют режиму тока насыщения и «завал» переднего фронта импульса тока определяется нарастанием яркости при выходе детонационной волны в трубку с газом, а не временным разрушением зонда.

Полученные в результате зондовых измерений значения яркостных температур близки к расчетным значениям температуры газа и хорошо согласуются с результатами измерений яркости в ближней ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Это позволяет сделать вывод, что в исследованном диапазоне скоростей ударная волна в аргоне может рассматриваться как «черный» излучатель не только в ранее исследованных областях спектра, но и в области вакуумного ультрафиолета $78 \text{ нм} < \lambda < 99 \text{ нм}$.

Коэффициент поглощения κ_0 , величина которого во всех опытах оказалась примерно одинаковой ($\kappa_0 \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$), характеризует концентрацию примесей: $n \approx \frac{\kappa_0}{\sigma} = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, где $\sigma = 10^{-17} - 10^{-16} \text{ см}^2$ [5] — сечение поглощения кислорода в области спектра $78 \text{ нм} < \lambda < 99 \text{ нм}$.

По нарастанию яркости ударной волны в первые моменты после выхода детонации на торец заряда взрывчатого вещества сделаны оценки коэффициента поглощения κ_1 излучающего газа. Толщина слоя газа, сжатого ударной волной, возрастает как $x = \frac{Dt}{\delta}$, где D — скорость ударной волны; δ — относительное сжатие в ударной волне. Плотность потока излучения N должна возрастать вследствие увеличения оптической толщины излучающего слоя газа по закону [6]

$$N = N_m \left[1 - \exp \left(- \kappa_1 \frac{D}{\delta} t \right) \right].$$

По осциллограммам тока строилась зависимость

$$\lg \frac{I_m - I(t)}{I_m} = f(t),$$

и для каждого момента времени определялись средние значения $f(t)$ по 4—10 осциллограммам. Средние значения хорошо описываются прямой линией, по наклону которой определены приведенные в таблице коэффициенты поглощения κ_1 сжатого ударной волной аргона.

В заключение следует отметить, что при обработке экспериментальных данных не учитывались такие эффекты, как поглощение атомами основного газа в линиях, зависимость сечения ионизации примесных атомов от длины волны в исследуемом спектральном интервале, краевые эффекты на элект-

родах зонда. Как показали оценки, пренебрежение перечисленными эффектами должно было привести к занижению значений яркостных температур. Тот факт, что яркостные температуры оказались близкими к наибольшим возможным для равновесного излучения температурам абсолютно черного тела, оправдывает сделанные допущения и позволяет надеяться, что предлагаемая методика может быть использована для исследования яркости не только ударных волн, но и других плазменных объектов, например: лазерной плазмы, плазмы сильноточечных газовых разрядов.

Поступила 19 VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 714.
2. Войтенко А. Е., Модель И. Ш., Самоделов И. С. Яркостная температура ударных волн в ксеноне и воздухе.— Докл. АН СССР, 1966, т. 169, № 3, с. 547.
3. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Спектральное распределение излучения ударных волн в инертных газах.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 389.
4. Зацепин Ю. А., Попов Е. Г., Цикулин М. А. Яркость фронта ударных волн в некоторых газах.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 112.
5. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., «Наука», 1967.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
7. Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М., Гостехиздат, 1950.
8. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., «Мир», 1967.
9. Апанасевич П. А., Айзенштадт В. Таблицы распределения энергии и фотонов в спектре равновесного излучения. Минск, изд. АН БССР, 1961.

УДК 532.529.5+536.423.1

АВТОМОДЕЛЬНАЯ ЗАДАЧА О ДВИЖЕНИИ ПЛОСКОГО СЛОЯ НАГРЕВАЕМОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ

В. Н. Кондратьев, И. В. Немчинов

(Москва)

Рассматривается автомодельная задача о нестационарном движении плоского слоя вещества, в котором выделяется энергия от внешнего источника при постоянном по времени значении плотности потока q_0 , подводимого к границе. Автомодельная переменная $\mu = m/t$, где m — лагранжева массовая координата; t — время. Характерные значения скорости, плотности и давления не изменяются со временем.

Для автомодельности задачи необходимо, чтобы плотность потока энергии q также зависела лишь от автомодельной переменной. При этом $q(\mu)$ может быть произвольной функцией своего аргумента и заданной таблицей.

Указываются примеры реальных физических процессов, в которых масса зоны энерговыделения линейно растет со временем. Допускается уравнение состояния произвольного вида, в том числе заданного таблицей. Оно может описывать газообразное состояние вещества при произвольном переменном показателе адиабаты, конденсированное состояние и двухфазное состояние.

Приводятся результаты решения автомодельной задачи для случая нагрева полупространства, граничащего с вакуумом при некотором конкретном уравнении состояния для различных плотностей потока q_0 и скоростей M продвижения зоны энерговыделения.

1. Рассмотрим плоское нестационарное движение вещества с распределенными по массе источниками энергии в гидродинамическом приближении. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0;$$