
**КИНЕТИКА И МЕХАНИЗМ
ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ, КАТАЛИЗ**

УДК 533.9:533.72

**ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ
НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ**

© 2021 г. В. Ю. Левашов^{1*}, **, П. В. Козлов¹, Н. Г. Быкова¹, И. Е. Забелинский¹

¹Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: vyl69@mail.ru

**E-mail: levashovvy@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 26.06.2020;

после доработки 26.06.2020;

принята в печать 20.07.2020

Исследование излучения ударно-нагретых газов позволяет получать информацию о величинах радиационных тепловых потоков, представляющих большой интерес для задач гиперзвуковой аэродинамики. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования начального этапа неравновесного излучения чистого аргона, полученные на экспериментальном комплексе “Ударная труба” НИИ механики МГУ. Предложена упрощенная модель для расчета интенсивности излучения атомарных линий за фронтом ударной волны. Обсуждается вопрос о влиянии электронов на особенности излучения аргона на начальном этапе после прохождения ударной волны за газодинамическим фронтом до начала лавинной ионизации.

Ключевые слова: ударно-нагретые газы, излучение, аргонная плазма, эмиссионная спектроскопия, заселение излучающих состояний.

DOI: 10.31857/S0207401X2101009X

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос разработки и проектирования спускаемых аппаратов нового поколения неразрывно связан с необходимостью исследования процессов, происходящих в ударно-нагретых газах. При расчете тепловой нагрузки на поверхность спускаемого космического аппарата (КА) при входе в плотные слои атмосферы необходимо учитывать физико-химические процессы, происходящие у его поверхности, поскольку влияние излучения газов, в частности на нагрев поверхности КА, может оказаться значительным. Необходимость учета радиационной составляющей при расчете суммарного теплового потока отмечалась в литературе [1–5]. Согласно [6], при входе космического корабля в атмосферу Земли со скоростями более 10 км/с радиационный нагрев становится сравним с конвективным; при этом около 90% радиационного теплового потока связано с излучением атомарных линий, а около 60% составляет излучение из области вакуумного ультрафиолета. Экспериментальные результаты, полученные на ударных трубах, достаточно часто используются для тестирования и отработки существующих моделей и алгоритмов расчета [7, 8].

Несмотря на то, что вопрос излучения различных газов за фронтом сильных ударных волн исследовался в литературе достаточно подробно,

его нельзя считать решенным до конца. В настоящей работе исследуются процессы в ударно-нагретом аргоне при числах Маха в диапазоне от 10 до 22, когда, с одной стороны, уже начинается процесс ионизации, а с другой — влияние однократной и в дальнейшем многократной ионизации несущественно. При этом основное внимание уделяется процессам, происходящим на начальном этапе после прохождения ударной волны, т.е. до момента так называемого лавинного появления электронов.

Аргонная плазма является удобным объектом как для тестирования радиационно-столкновительных моделей излучения горячих газов, так и для установления ведущих физических процессов в газе, связанных с ионизацией, образованием электронов, возбуждением энергетических уровней атомов и их дезактивацией в условиях высоких температур за фронтом сильных ударных волн. Исследованию радиационных характеристик атомов аргона в широком интервале температур и длин волн посвящено значительное количество экспериментальных и расчетно-теоретических работ. Однако, несмотря на то, что вопросы ионизации и излучения аргонной плазмы исследуются на протяжении более 60 лет, окончательный интерес к данной проблеме не ослабевает до настоящего времени. Одной из первых экспериментальных

работ, в которой исследовалось излучение ударно-нагретого аргона, является работа [9]. В работе [10] продолжено начатое в [9] исследование. Здесь отмечается, что процесс ионизации за сильной ударной волной осуществляется в два этапа. На первом непродолжительном начальном этапе скорость ионизации, вероятно, определяется наличием примесей в ударной трубе. На втором этапе электрон-атомные столкновения становятся основными в процессе образования ионов аргона. Следует отметить, что сам вопрос наработки электронов на начальной стадии детально не исследован.

Вопросы ионизации аргона за фронтом ударной волны рассматривались также в работах [11–28]. В работе [11] обсуждаются вопросы, связанные с определением параметров ударно-нагретого газа за фронтом ударной волны с учетом процессов возбуждения и ионизации. В работе [11] отмечается, что последовательное описание неравновесной плазмы требует привлечения методов физической кинетики и в общем случае достаточно сложно. В значительной мере трудности связаны с многоуровневой энергетической структурой атомов. В работе [29] отмечается, что одной из нерешенных проблем современной компьютерной аэрофизики является создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых смесей, особенно в условиях сильно неравновесных процессов.

В работе [12] отмечается, что процесс образования начальных электронов может осуществляться за счет атом-атомных столкновений двумя путями: первый — образование иона непосредственно из основного состояния, второй — ионизация из возбужденного состояния за счет столкновения с атомом аргона. При этом, как отмечается в работе [13], скорость ионизации чистого аргона на начальном этапе контролируется скоростью возбуждения из основного состояния посредством атом-атомных столкновений.

В работах [17, 18, 30] отмечается, что для корректного расчета скорости лавинной ионизации необходимо рассмотреть вопрос о температуре электронов и заселенности возбужденных атомов. В работе [19] отмечается, что в литературе все еще нет определенности в отношении величин сечений процесса атом-атомных столкновений. В работах [12, 13, 19–25] представлены значения данной величины, различающиеся на порядок.

В работах [31–33] экспериментально исследован процесс излучения аргона в широком диапазоне скоростей ударной волны и предложена упрощенная модель, позволяющая описывать эволюцию заселенности возбужденных состояний. Настоящая работа является продолжением работ [31–33], но основное внимание при этом уделяется началь-

ному этапу поведения ударно-нагретого аргона, т.е. до начала лавинообразования.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Экспериментальная установка и данные экспериментов

Исследования проводились на экспериментальном комплексе “Ударная труба” НИИ механики МГУ. Подробное описание установки представлено в работах [34, 35].

Определение величины заселенности возбужденного уровня осуществлялось с использованием метода эмиссионной спектроскопии. Для измерения абсолютных интенсивностей излучения в спектрах ударно-нагретого газа все каналы предварительно калибровались путем стандартной процедуры сравнения с излучением известного калиброванного источника. Измерение скорости ударной волны осуществлялось с помощью пьезоэлектрических датчиков, расположенных симметрично по обе стороны относительно оптических окон. Сигналы с датчиков регистрировались осциллографами.

Для уменьшения влияния примесей на результаты исследований осуществлялась предварительная откачка измерительной секции с помощью турбомолекулярных насосов до остаточного давления $2 \cdot 10^{-5}$ Торр. Натекание посторонних примесей в установках не превышало 10^{-5} Торр/мин и определялось в основном десорбцией газа со стенок. Давление неконтролируемых примесей в экспериментах не превышало $3 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Временные распределения интенсивности излучения были получены для чистого аргона (содержание примесей не превышает 0.001%) в диапазоне скоростей ударной волны от 4 до 7 км/с и давлении перед фронтом 0.25 и 1.0 Торр с временным разрешением 0.1 мкс.

В процессе проведения экспериментов был впервые обнаружен следующий характер поведения излучения на начальном этапе, т.е. сразу после прихода газодинамического фронта (момент времени $t \approx 0$ мкс на рис. 1): интенсивность излучения незначительно возрастает (до момента времени $t \approx 0.3$ мкс), затем наблюдается плавный спад, а далее — резкое лавинообразное нарастание излучения (которое, вероятно, связано с образованием достаточного количества электронов). Именно этот начальный этап рассматривается в настоящей работе. Пример излучения аргона на длине волны 696 нм при скорости ударной волны 6.25 км/с и начальном давлении 1 Торр представлен на рис. 1.

Моделирование начального этапа излучения

В первом приближении на начальном этапе заселения возбужденных состояний реакции с электронами и ионами традиционно не рассматриваются [13, 33]. Однако вопрос о роли электронов на данном этапе изменения концентрации возбужденного состояния в настоящее время не имеет окончательного решения. В последнее время появились работы, в которых процессы в ударно-нагретом аргоне рассматриваются на базе многоуровневых моделей [19]. Однако использование такого подхода в реальных газодинамических вычислениях может оказаться затратным с точки зрения времени вычислений даже в одномерном случае. В этой связи возникает вопрос о влиянии электронов, а также необходимости многоуровневого описания на изменение концентрации возбужденного состояния на начальном этапе.

В настоящей работе аргон моделируется как атом, состоящий из нескольких энергетических уровней: основной — 0 эВ, нижний (метастабильный $\text{Ar}(^3P_2)$) — 11.548 эВ, второй — 13.328 эВ, третий — 14.499 эВ и ионизация — 15.76 эВ. Ближайший возбужденный уровень аргона соответствует энергии 11.548 эВ (метастабильный $\text{Ar}(^3P_2)$) [36]. Энергетическая схема атома аргона позволяет предположить, что перевод аргона из состояния с энергией 13.328 эВ (наблюдается в эксперименте) на более высокие возбужденные состояния оказывается энергетически более выгодным, чем возбуждение аргона из основного состояния. Вероятно, именно переход на более высокие энергетические уровни есть основная причина, приводящая к обеднению возбужденного (излучающего) состояния до момента лавинного нарастания заселенности возбужденного состояния. Основным ограничением такого рода процессов является, вероятно, малая концентрация возбужденных состояний по сравнению с концентрацией основного состояния.

Уравнения, описывающие процесс образования аргона в k -том состоянии (в том числе и возбужденном), записываются в общем случае следующим образом [37]:

$$\frac{dy_k}{dt} = \frac{SP_k + SM_k}{\rho} - \frac{y_k}{\tau},$$

$$SP_k = \sum_{j=1}^{N_{\text{react}}} K_j^f (BF_{k,j} - AF_{k,j}) \prod_{i=1}^{N_{\text{comp}}} (y_i \rho)^{AF_{i,j}}, \quad (1)$$

$$SM_k = \sum_{j=1}^{N_{\text{react}}} K_j^r (AF_{k,j} - BF_{k,j}) \prod_{i=1}^{N_{\text{comp}}} (y_i \rho)^{BF_{i,j}}.$$

Здесь $y_k = n_k / \rho N_A$ — мольно-массовая концентрация k -того компонента, ρ — плотность смеси, n_k — концентрация k -того компонента в смеси,

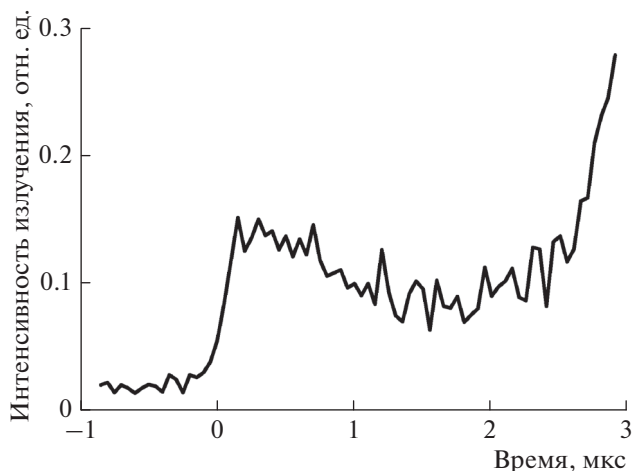


Рис. 1. Пример эволюции излучения аргона на длине волны 696 нм (соответствует переходу с уровня с энергией 13.33 эВ на уровень с энергией 11.55 эВ). Скорость ударной волны — 6.25 км/с.

$BF_{k,j}$ и $AF_{k,j}$ — стехиометрические коэффициенты соответственно для реагентов и продуктов реакции, N_{react} — число рассматриваемых в системе реакций, N_{comp} — число рассматриваемых в смеси

компонентов, K_j^f и K_j^r — константы скорости соответственно прямой и обратной реакций, τ — характерное время жизни возбужденного состояния. Члены SP_k и SM_k описывают изменение k -того компонента в ходе прямой и обратной реакций соответственно.

Система (1) может быть упрощена, если на начальном этапе не учитывать изменение концентрации возбужденного состояния аргона за счет обратных реакций и реакций с электронами, а также рассматривать переходы только между ближайшими соседними уровнями. В этом случае изменение мольно-массовых концентраций основного (y_0) и трех возбужденных уровней (y_1, y_2, y_3) определяется из следующей системы:

$$\begin{aligned} \frac{dy_0}{dt} &= -\rho K_{0-1}^{f, \text{Ar}} y_0 y_0, \\ \frac{dy_1}{dt} &= \rho K_{0-1}^{f, \text{Ar}} y_0 y_0 - \rho K_{1-2}^{f, \text{Ar}} y_0 y_1, \\ \frac{dy_2}{dt} &= \rho K_{1-2}^{f, \text{Ar}} y_0 y_1 - \rho K_{2-3}^{f, \text{Ar}} y_0 y_2 - \frac{1}{\tau} y_2, \\ \frac{dy_3}{dt} &= \rho K_{2-3}^{f, \text{Ar}} y_0 y_2 - \rho K_{3-4}^{f, \text{Ar}} y_0 y_3 - \frac{1}{\tau} y_3. \end{aligned} \quad (2)$$

Как следует из эксперимента, продолжительность t начального этапа составляет несколько микросекунд, т.е. $t \sim 10^{-6}$ с. В первом приближении можно считать, что мольно-массовая концентрация аргона в основном состоянии на рассматриваемом интервале времени остается постоянной. В этом

случае из (2) можно последовательно определить изменение концентрации первого, второго и так далее возбужденных состояний.

Изменение концентрации аргона в первом и втором возбужденных состояниях определяется из следующих выражений:

$$y_1 = \frac{y_0 K_{0-1}^{f,Ar}}{K_{1-2}^{f,Ar}} \left(1 - \exp \left\{ -\rho K_{1-2}^{f,Ar} y_0 t \right\} \right),$$

$$y_2 = \frac{K_{0-1}^{f,Ar} y_0 y_1}{K_{2-3}^{f,Ar} y_0 + 1/\tau\rho} \left[1 - \exp \left\{ -\rho \left(K_{2-3}^{f,Ar} y_0 + \frac{1}{\tau\rho} \right) t \right\} \right] -$$

$$- \frac{K_{0-1}^{f,Ar} y_0 y_1}{\left(K_{2-3}^{f,Ar} - K_{1-2}^{f,Ar} \right) y_0 + 1/\tau\rho} \times$$

$$\times \left[\exp \left\{ -\rho K_{1-2}^{f,Ar} y_0 t \right\} - \exp \left\{ -\rho \left(K_{2-3}^{f,Ar} y_0 + \frac{1}{\tau\rho} \right) t \right\} \right]. \quad (3)$$

Анализ выражений (3) показывает, что в данном приближении существование максимума на начальном участке невозможно. Таким образом, объяснить немонотонный характер изменения заселенности возбужденного состояния в рассматриваемом приближении не удастся.

Учет влияния электронов и дополнительных уровней энергии осуществляется в работе путем численного решения уравнений (1) с учетом следующего набора реакций:

- 1) $Ar + M \rightarrow Ar_1 + M$,
- 2) $Ar_1 + M \rightarrow Ar_2 + M$,
- 3) $Ar_2 + M \rightarrow Ar_3 + M$,
- 4) $Ar_2 + M \rightarrow Ar^+ + M + e^-$,
- 5) $Ar_3 + M \rightarrow Ar^+ + M + e^-$,
- 6) $Ar_2 \rightarrow Ar_1 + h\nu_1$,
- 7) $Ar_3 \rightarrow Ar_1 + h\nu_2$,

где $M = Ar, e^-$; Ar – аргон в основном состоянии; Ar_1 – уровень, на который переходит аргон в результате излучения (в нашем случае это уровень с энергией 11.548 эВ); Ar_2 – уровень, при переходе с которого наблюдается излучение на длине волны 696 нм (13.328 эВ, переход $Ar_2 \rightarrow Ar_1$, коэффициент Эйнштейна для данного перехода равен $6.4e + 06 \text{ с}^{-1}$); Ar_3 – верхний уровень (энергия 14.499 эВ) перехода на длине волны 420 нм (переход $Ar_3 \rightarrow Ar_1$, коэффициент Эйнштейна для этого перехода равен $9.7e + 05 \text{ с}^{-1}$); Ar^+ – ион аргона. Выражение для константы скорости возбуждения за счет столкновений с аргонном (реакции 1–3) имеет вид [26]

$$K_{m-n}^{f,Ar} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{моль} \cdot \text{с}} \right] = 8.4 \cdot 10^9 T^{1/2} (\epsilon_{mn})^{-2.26} \times$$

$$\times (\epsilon_{mn} + 1.7 \cdot 10^{-4} T) \exp \left(-\frac{E_{mn}}{T} \right); \quad (4)$$

здесь и ниже ϵ_{mn} выражается в эВ, E_{mn} – в К.

Выражение для константы скорости ионизации из возбужденного состояния (j) – $K_{j-i}^{f,Ar}$ (реакции 4, 5) имеет следующий вид [16]:

$$K_{j-i}^{f,Ar} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{моль} \cdot \text{с}} \right] = 1.55 \cdot 10^9 (\epsilon_{ij})^{-3} \times$$

$$\times \exp(-\epsilon_{ji}/k_B T) [\epsilon_{ij} + 1.7 \cdot 10^{-4} T]. \quad (5)$$

Константы скорости реакций, в которых участвуют электроны, определяются выражением [38]

$$K \left[\frac{\text{см}^3}{\text{моль} \cdot \text{с}} \right] = N_A \exp \left(-\frac{\epsilon_{mn} \cdot 11605.4}{T_e} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{T_e}{\epsilon_{mn}} \right)^{1/2} \sum_{n=0}^5 a_n \left\{ \lg \left(\frac{T_e}{\epsilon_{mn} \cdot 11605.4} \right) \right\}^n, \quad (6)$$

где $a_0 = 9.4727 \cdot 10^{-8}$, $a_1 = 1.491 \cdot 10^{-9}$, $a_2 = -5.9294 \cdot 10^{-8}$, $a_3 = 1.7977 \cdot 10^{-8}$, $a_4 = 1.2962 \cdot 10^{-8}$, $a_5 = -9.7203 \cdot 10^{-9}$.

Константы скорости обратных реакций определяются из принципа детального равновесия [19]:

$$K_{ji}^r = K_{ij}^f \frac{g_i}{g_j} \exp \left(\frac{\epsilon_{ij}}{k_B T} \right).$$

Здесь $\epsilon_{ij} = \epsilon_j - \epsilon_i$ – разница энергий между верхним и нижним уровнями энергии, g_i и g_j – статистические веса соответствующих энергетических уровней.

Параметры газа за фронтом ударной волны с учетом химических реакций определяются с использованием стандартных уравнений сохранения и уравнения состояния [31, 37]. Температура электронного газа определяется аналогично подходу, изложенному в работах [10, 37, 39].

На первом этапе моделирования осуществлялось последовательное “наращивание” рассматриваемых в модели уровней, а также учитывалось влияние электронов в каждом конкретном наборе рассматриваемых реакций. Рассматриваемые варианты представлены в табл. 1.

Результаты расчетов заселенности различных излучающих уровней (номер уровня > 1) приведены на рис. 2–4. На первом этапе рассмотрен ограниченный набор реакций, учитывающий возможность образования первого и второго возбужденных состояний, а также ионизацию со второго возбужденного состояния в результате столкновений только с аргонном (вариант 1). Результаты изменения концентрации второго уровня представлены для этого случая на рис. 2 сплошной кривой. Как видно из этого рисунка, проявление немонотонного характера изменения концентра-

ции возбужденного состояния в данном случае не наблюдается. Аналогичный вывод был сделан выше из анализа выражения (3). На следующем этапе учитывалось влияние электронов. В данном случае набор рассматриваемых процессов представлен в строке 2 табл. 1. То есть в этом случае, в отличие от варианта 1, предполагалось, что изменение заселенности возбужденного состояния возможно не только в результате взаимодействия с атомами аргона, но и с электронами. Результаты представлены на рис. 2 штриховой кривой. Из рисунка видно, что учет влияния электронов приводит к появлению максимума заселенности на начальном участке. Интересно отметить, что добавление в модель процесса обеднения уровня за счет спонтанного излучения (вариант 3) не влияет на характер заселенности возбужденного состояния — обозначен на рис. 2 маркерами о. Данный факт отмечался также в работе [12].

Расчеты показывают, что увеличение количества рассматриваемых возбужденных уровней не оказывает влияния на эволюцию излучающего состояния на начальном этапе. Данные с расширенным набором возбужденных уровней (варианты 4–6) представлены на рис. 2 маркерами Δ , $\square$ и ∇ соответственно. Как и для варианта 2, основное влияние оказывают реакции с участием электронов.

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными по заселенности уровня с энергией 13.328 эВ представлено на рис. 3. На этом рисунке линией 1 показаны расчеты, выполненные с полным набором реакций 1–7 с учетом влияния электронов. Константы соответствующих реакций определялись из выражений (4)–(6). Хорошо видно, что результаты эксперимента (линия 8) предсказывают большую скорость заселения возбужденного состояния. Данный факт, очевидно, можно объяснить заниженными величинами констант скорости, используемых в вычислениях: образования первого возбужденного состояния из основного — K_{0-1} , образования второго возбужденного состояния из первого — K_{1-2} , и образования третьего состояния из второго — K_{2-3} . Влияние различного набора констант скорости на результаты моделирования показаны на рис. 3 кривыми 2–7. Поскольку концентрация электронов сразу после прохождения ударной волны мала, изменение констант скорости процессов с участием электронов не учитывалось.

На рис. 3 приведены данные для следующего набора измененных констант скоростей реакций: 2 — константа скорости реакции 1 K_{0-1} увеличена в 2.5 раза (остальные константы без изменений); 3 — константа K_{0-1} увеличена в 3.0 раза (остальные константы без изменений); 4 — константа K_{0-1} увеличена в 2.0 раза, константы скорости реакций 2 (K_{1-2}), 3 (K_{2-3}), 4 (K_{2-Ar^+}) и 5 (K_{3-Ar^+}) уменьшены в 2 раза. Из рис. 3 видно, что, варьируя величины

Таблица 1. Варианты рассматриваемых реакций

Номер варианта	Номер реакции	М
1	1, 2, 4	Ar
2	1, 2, 4	Ar, e^-
3	1, 2, 4, 6	Ar, e^-
4	1, 2, 3, 4, 5	Ar
5	1, 2, 3, 4, 5	Ar, e^-
6	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7	Ar, e^-

констант, можно приблизиться к моменту лавинообразования, наблюдаемому в эксперименте (кривая 4), однако совпадений по первому максимуму достичь не удалось. При этом в рассмотренных ситуациях увеличивалась только скорость процесса заселения первого возбужденного состояния из основного (константа K_{0-1}), а остальные процессы замедлялись.

Интересно рассмотреть также влияние других констант, в частности констант перехода из одного возбужденного состояния в другое. На рис. 3 также представлены такого рода расчеты: 5 — константы скорости реакций 1 (K_{0-1}), 2 (K_{1-2}) и 3 (K_{2-3}) увеличены в 2.0 раза, а константы реакций 4 (K_{2-Ar^+}) и 5 (K_{3-Ar^+}) уменьшены в 0.7 раза; 6 — константы скорости реакций 1, 2 и 3 увеличены в 1.5 раза, а константы реакций 4 и 5 уменьшены в 0.7 раза; 7 — константы скорости реакций 1, 2 и 3 увеличены в 2 раза, а константы реакций 4 и 5 уменьшены в 0.5 раза. Из рис. 3 видно, что данные изменения позволяют приблизиться к первому наблюдаемому в эксперименте максимуму (случай 7), но приводят к занижению времени начала лавинообразования примерно в два раза.

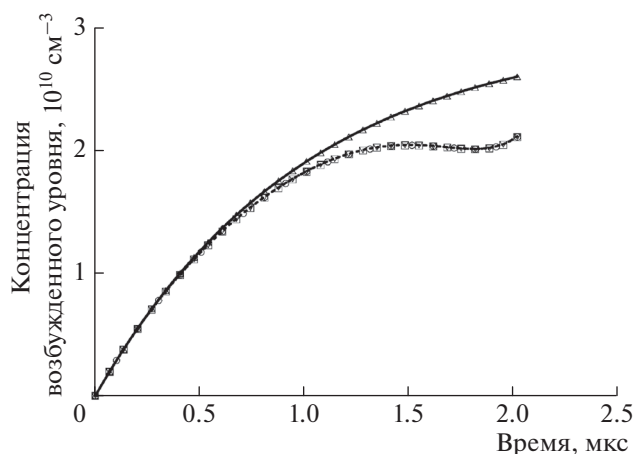


Рис. 2. Влияние многоуровневой модели атома аргона и электронов на эволюцию излучения: вариант 1 — сплошная линия, вариант 2 — штриховая линия, вариант 3 — о, вариант 4 — Δ , вариант 5 — ∇ , вариант 6 — $\square$.

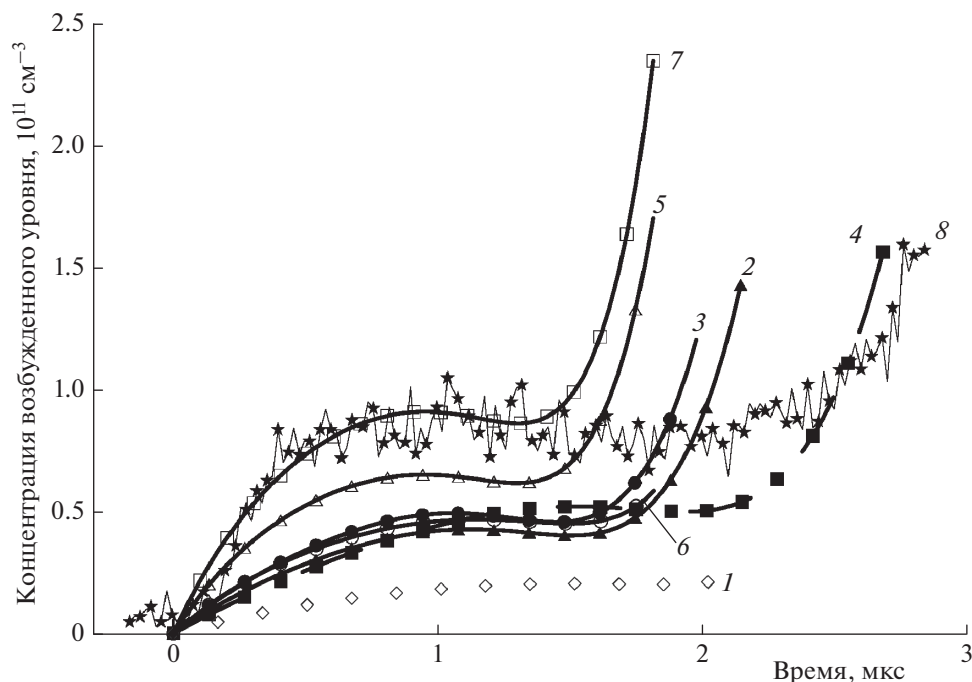


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для различных наборов констант скоростей реакций. Скорость ударной волны — 5.95 км/с, начальное давление — 1 Торр (пояснения см. в тексте)

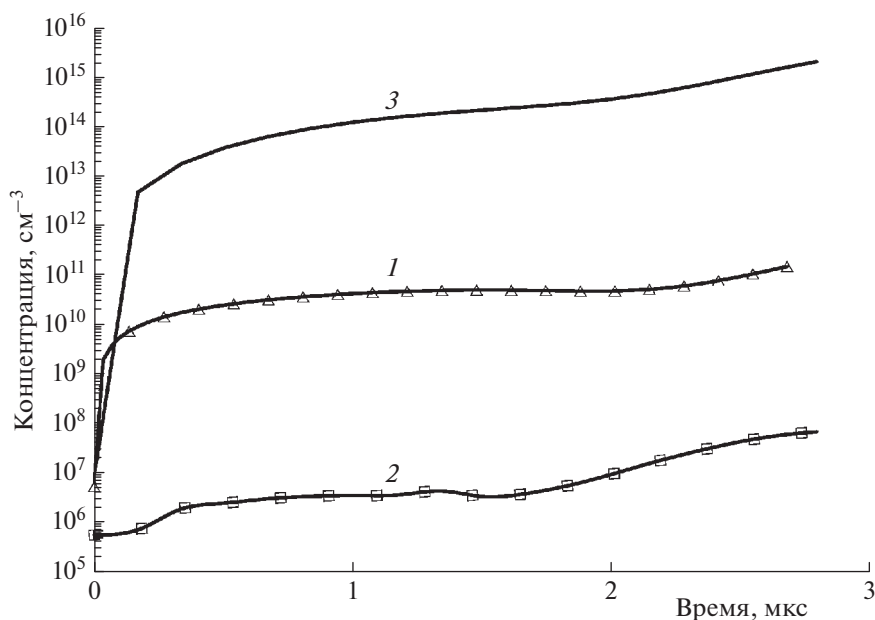


Рис. 4. Заселенности двух возбужденных уровней: 1 — 639 нм (соответствует переходу с уровня с энергией 13.328 эВ на уровень с энергией 11.548 эВ) и 2 — 420 нм (соответствует переходу с уровня с энергией 14.499 эВ на уровень с энергией 11.548 эВ); 3 — изменение концентрации электронов во времени при скорости ударной волны 5.95 км/с и начальном давлении 1 Торр.

Таким образом, на величину заселенности излучающего состояния на начальном этапе основное влияние оказывают величины констант скорости образования первого возбужденного уров-

ня из основного состояния, а также константы перехода с одного возбужденного состояния на другие. Наличие перегиба объясняется реакциями с электронами.

На рис. 4 представлено сравнение заселенностей уровней с энергиями 13.328 и 14.499 эВ, а также изменение во времени концентрации электронов. Выбор величин констант аналогичен случаю 4 рис. 3. При переходе с уровня с энергией 13.328 эВ на уровень с энергией 11.548 эВ наблюдается излучение на длине волны 639 нм. При переходе с уровня с энергией 14.499 эВ наблюдается излучение на длине волны 420 нм. Видно, что заселенность верхнего возбужденного состояния примерно на четыре порядка меньше заселенности уровня с энергией 13.328 эВ; в то же время практически сразу наблюдается повышение концентрации электронов. Таким образом, представленные на рис. 3, 4 результаты показывают необходимость учета влияния электронов даже на начальном этапе после прихода ударной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментального и численного исследования эволюции излучения чистого аргона за фронтом сильной ударной волны. Особое внимание уделяется исследованию начального этапа, т.е. до момента лавинообразования. Обсуждаются вопросы о необходимости учета влияния электронов, а также многоуровневой модели атома аргона для описания данного начального участка. Моделирование осуществляется на базе упрощенной пятиуровневой модели. Результаты моделирования показали, что учет большого количества энергетических уровней атома не оказывает существенного влияния на эволюцию излучения. Основное влияние оказывает учет наличия электронов, образующихся в результате ступенчатой ионизации. Показано влияние различных констант на характер заселенности излучающего уровня.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-08-00343).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоцерковский О.М., Биберман Л.М., Бронин С.Я., Лагарьков А.Н., Фомин В.Н. // Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7. № 3. С. 529.
2. Wei H., Morgan R.G., McIntyre T.J., Brandis A.M., Johnston C.O. // Proc. 47th AIAA Thermophysics Conf. Paper AIAA 2017-4531. 2017.
3. Johnston C.O., Brandis A.M. // J. Spacecr. Rockets. 2015. V. 52. № 1. P. 105.
4. Власов В.И., Залогин Г.Н., Прутько К.А., Чураков Д.А. // Космонавтика и ракетостроение. 2013. V. 70. № 1. P. 29.
5. Суржиков С.Т. // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 10. С.49.
6. Lemal A., Jacobs C.M., Perrin M.Y. et al. // J. Thermophys. Heat Transf. 2016. V. 30. № 1. P. 197.
7. Куликов С.В. // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 12. С.40.
8. Власов П.А., Смирнов В.Н., Тереза А.М. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 6. С. 35.
9. Petschek H.E., Rose P.H., Glick H.S., Kane A., Kantrowitz A. // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. № 1. P. 83.
10. Petschek H., Byron S. // Ann. Phys. 1957. V. 1. № 3. P. 270.
11. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 128. № 6. С. 233.
12. Harwell K.E., Jahn R.G. // Phys. Fluids. 1964. V. 7. № 2. P. 214.
13. Morgan E.J., Morrison R.D. // Ibid. 1965. V. 8. № 9. P. 1608.
14. Dobbins R.A. // AIAA J. 1970. V. 8. № 3. P. 407.
15. Bacri J., Gomes A.M. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1978. V. 11. № 16. P. 2185.
16. Kaniel A., Igra O., Ben-Dor G., Mond M. // Phys. Fluids. 1978. V. 29. № 11. P. 3618.
17. Постников Б.В., Яковлев В.И. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 17. С. 82.
18. Яковлев В.И. // Там же. 2006. Т. 32. № 11. С. 89.
19. Kapper M.G., Cambier J.L. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. № 11. P. 113308.
20. Kelly A.J. // J. Chem. Phys. 1966. V. 45. № 5. P. 1723.
21. Wong H., Bershader D. // J. Fluid Mech. 1966. V. 26. № 3. P. 459.
22. McLaren T.I., Hobson R.M. // Phys. Fluids. 1968. V. 11. № 10. P. 2162.
23. Merilo M., Morgan E.J. // J. Chem. Phys. 1970. V. 52. № 5. P. 2192.
24. Wojciechowski P.H., Weymann H.D. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. № 4. P. 1369.
25. Glass I.I., Liu W.S. // J. Fluid Mech. 1978. V. 84. № 1. P. 55.
26. Vlček J., Pelikan V. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 623.
27. Kano K., Suzuki M., Akatsuka H. // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. V. 9. № 3. P. 314.
28. Tachibana K. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. № 2. P. 1007.
29. Суржиков С.Т. // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 7. С. 48.
30. Фомин В.М., Постников Б.В., Яковлев В.И. // Докл. АН. 2003. Т. 48. № 8. С. 418.
31. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Шаталов О.П. // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. № 3; <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/577/>
32. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Шаталов О.П. // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2017. Т. 18. № 1. С. 1; <http://chemphys.edu.ru/issues/2017-18-1/articles/686/>

33. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Шаталов О.П. // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19. № 1; <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-1/articles/727/>
34. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Стовбун С.В., Тереза А.М., Шаталов О.П. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
35. Акимов Ю.В., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Козлов П.В., Левашов В.Ю. Экспериментальный комплекс “Ударная труба”. ИСТИНА, 2011; <https://istina.msu.ru/equipment/card/279166300/>
36. Kramida A., Ralchenko Y., Reader J., Team N.A. NIST Atomic Spectra Database (Ver. 5.7.1). Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2019; https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
37. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. Справочник / Под ред. Черного Г.Г., Лосева С.А. М.: Научно-издательский центр механики, 2002. С. 368.
38. Lennon M.A., Bell K.L., Gilbody H.V. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1988. V. 17. № 3. P. 1285.
39. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.