

УДК 533.6.011.5

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ОКРЕСТНОСТИ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2024 г. П. В. Козлов¹, Г. Я. Герасимов¹, В. Ю. Левашов^{1,*},
Н. Г. Быкова¹, И. Е. Забелинский¹, М. А. Котов²

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

²Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: vyl69@mail.ru

Поступила в редакцию 29.09.2023

После доработки 17.10.2023

Принята к публикации 20.10.2023

Проведена серия зондовых измерений по определению концентрации электронов в газе перед фронтом сильной ударной волны с использованием двухдиафрагменной ударной трубы DDST-M (modified double-diaphragm shock tube) Института механики МГУ. Одновременно фиксировался световой поток из области ударно-нагретого газа, который позволил вычислить концентрацию электронов за ударной волной с помощью спектроскопического метода. Эксперименты выполнены в воздухе, кислороде и азоте при скоростях ударной волны от 8.3 до 11.3 км/с и начальном давлении в камере низкого давления 0.25 Торр. Получены зависимости концентрации электронов от скорости ударной волны и расстояния от точки наблюдения до ударной волны. Спектроскопические измерения позволили определить зависимость концентрации электронов от состава газовой среды. Полученные данные сравниваются с экспериментальными результатами других авторов.

Ключевые слова: ударная волна, концентрация электронов, зондовая методика, спектроскопический метод, фотоионизация, азот, кислород, воздух.

DOI: 10.31857/S0207401X24060034

1. ВВЕДЕНИЕ

Концентрация электронов является основной характеристикой низкотемпературной плазмы, образующейся в окрестности сильной ударной волны (УВ), которая движется перед головной частью спускаемого космического аппарата. С одной стороны, электроны играют решающую роль в процессах возбуждения и ионизации частиц газа, что, в свою очередь, определяет интенсивность неравновесного излучения газа в широком диапазоне спектра и, соответственно, уровень радиационных тепловых потоков к поверхности спускаемого аппарата [1]. С другой стороны, наличие заметной степени ионизации газа влияет на распространение радиоволн, что может вызвать проблемы со связью в атмосфере Земли [2–4].

Для определения концентрации электронного газа в областях перед и за сильной УВ используются различные методы диагностики плазмы. Среди них основными являются зондовые, спек-

троскопические и СВЧ-методы [5–7]. Зондовые методы являются контактными методами диагностики. Поэтому они по сравнению со спектроскопическими и СВЧ-методами исследования плазмы имеют ряд преимуществ, связанных с локальностью определения ее параметров [8, 9]. Одной из предпосылок применения зондовых методов является предположение о том, что длина свободного пробега электронов в плазме много больше геометрических размеров зонда, так что все электроны, попадающие в область влияния поля зонда, попадают на зонд. Однако в газе за фронтом сильной УВ, распространяющейся по ударной трубе, давление газа так велико, что обычно реализуется обратное соотношение [5]. Поэтому зондовые методы достаточно успешно применяются лишь в экспериментах по измерению концентрации и температуры электронного газа перед фронтом сильной УВ [10–12].

Метод СВЧ-диагностики плазмы основан на измерении параметров плазмы при ее взаимодей-

ствии с электромагнитным излучением сверхвысоких частот от внешних излучателей и имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами [13]. Прохождение зондирующей СВЧ-волны не приводит к возмущению исследуемой плазмы вследствие малой амплитуды волны. С другой стороны, СВЧ-зондирование имеет малую инерционность, что позволяет использовать этот метод при большой скорости изменения состояния плазмы [14]. Метод удобен при исследовании кинетики ионизации за ударной волной при сравнительно небольших значениях ее скорости [5], а также для измерения концентрации электронного газа перед фронтом УВ [15].

Одним из основных методов измерения больших концентраций электронов за сильной УВ является спектроскопический метод, основанный на изучении уширения атомарных линий вследствие эффекта Штарка, т.е. в результате взаимодействия излучающих атомов с микрополями окружающих их электронов и ионов [5]. Методология определения концентрации электронов включает подгонку лоренцовского профиля спектральной линии, рассчитанного при определенной концентрации электронов, к экспериментально измеренному профилю [16]. При этом предполагается, что штарковское уширение является доминирующим видом уширения. Особый интерес для спектроскопического метода представляют линии атомов водорода, для которых наблюдается линейный эффект Штарка. Как правило, водород входит в состав исследуемого газа в виде небольшой примеси (пары воды). Штарковское уширение линий водорода H_α и H_β серии Бальмера достаточно хорошо изучено и является наиболее удобным инструментом для измерения плотности электронов.

Серия зондовых измерений параметров низкотемпературной плазмы перед фронтом падающей УВ проведена в работе [17]. Полученные результаты позволили описать процессы фотоэффекта и фотоионизации частиц исследуемого газа за счет жесткого излучения ударно-нагретой среды и оценить влияние этих процессов на изменение потенциала зонда. В настоящей статье, являющейся продолжением работы [17], зондовый метод применен для измерения концентрации электронов перед УВ. Соответствующая концентрация электронов за УВ определена с помощью спектроскопического метода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерение концентрации электронов перед и за сильной УВ проводилось на двухдиафрагменной ударной установке DDST-M (Modified Double-Diaphragm Shock Tube) Института механики МГУ. Схема установки, принцип ее работы и методика проведения экспериментов подробно описаны в работе [18]. Генерирование ударной волны производится за счет детонационного сжигания гремучей смеси в камере высокого давления (КВД), что приводит к раскрытию диафрагмы между КВД и камерой промежуточного давления (КПД), заполненной гелием. После раскрытия этой диафрагмы происходит формирование первичной ударной волны в КПД, которая нагревает гелий и способствует раскрытию диафрагмы, разделяющей КПД и камеру низкого давления (КНД). Сформировавшаяся при этом вторичная УВ движется по КНД, моделируя характеристики газовой среды перед головной частью спускаемого космического аппарата.

В опытах по контактной регистрации параметров плазмы перед УВ был задействован электрический зонд Z (рис. 1), расположенный на боковой поверхности ударной трубы перпендикулярно к падающей УВ. Зонд имеет одноэлектродную конструкцию и находится на расстоянии 3100 мм от диафрагмы, разделяющей КПД и КНД, вниз по потоку. Боковая поверхность зонда покрыта термоусадочным мате-

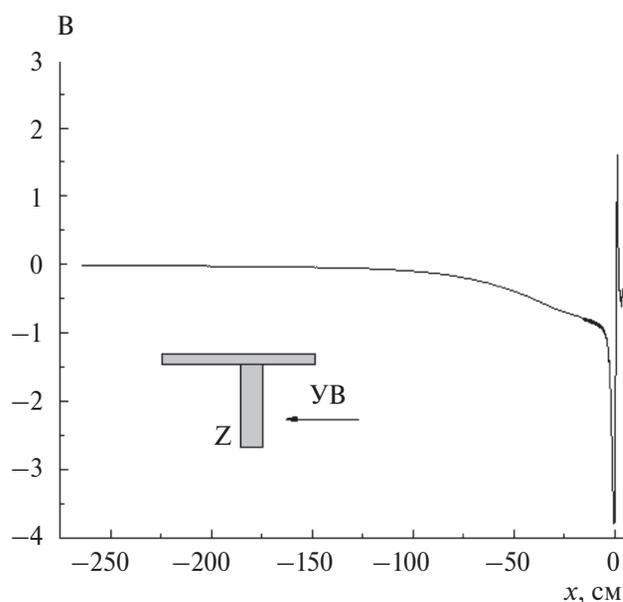


Рис. 1. Эволюция напряжения на зонде Z перед ударной волной, движущейся в воздухе со скоростью $V_{sw} = 10.4$ км/с при $p_0 = 0.25$ Торр. На вставке — схема взаимодействия УВ с зондом.

риалом для минимизации фотоэффекта с поверхности зонда, который вызывается жестким излучением ударно-нагретого газа.

Одновременно с записью параметров плазмы перед УВ с помощью зонда Z проводилось измерение излучения ударно-нагретого газа, проходящего мимо измерительного сечения трубы, которое расположено на расстоянии 50 мм до зонда Z. Регистрация интегральных по времени спектров излучения осуществлялось на ICCD-камеру с помощью спектрографа V&M50 в спектральном диапазоне, содержащем линии водорода H_α и H_β серии Бальмера. Так как для определения концентрации электронов по штарковскому уширению линий водорода H_α и H_β необходимо знать ширину линии и относительную чувствительность аппаратуры для данной длины волны излучения, абсолютные измерения интенсивности излучения не проводились.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Интерпретация зондовых измерений требует дополнительных теоретических соотношений, связывающих измеряемые параметры с характеристиками плазмы [19]. В частности, при исследовании процесса ионизации перед сильной УВ методом тройного зонда используется аналитическое соотношение, связывающее токи, проходящие через зондовые электроды, с концентрацией n_e и температурой T_e электронного газа [11]. С другой стороны, зондовое исследование характеристик плазмы, проведенное в работе [20], основано на зависимости параметров плазмы от вольтамперной характеристики зонда.

Появление электронов в области перед УВ обусловлено процессом фотоионизации молекул газа за счет поглощения энергии излучения ударно-нагретого газа. Важным параметром при определении концентрации электронов в этой области является температура электронного газа T_e . Для ее определения можно использовать следующий подход. Температура газа T непосредственно за фронтом сильной УВ имеет достаточно высокие значения. В частности, при скорости ударной волны $V_{SW} = 11$ км/с температура газа $T = 65\,000$ К [21]. Объемную плотность энергии теплового излучения, I , ударно нагретого газа можно рассчитать по формуле Планка для теплового излучения абсолютно черного тела:

$$I = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left(e^{h\nu/kT} - 1 \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь h – постоянная Планка, ν – частота излучения, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. Объемная плотность энергии излучения в диапазоне частот от ν до $\nu + d\nu$ равна $I d\nu$. Плотность фотонов в этом диапазоне частот равна $I d\nu / (h\nu)$. Если предположить, что электрон, вылетевший при ионизации молекулы газа, имеет энергию, равную разнице между энергией фотона $h\nu$ и потенциалом E ионизации молекулы, то средняя энергия вылетевших электронов после их термализации равна:

$$\frac{3}{2} kT_e(T) = \left[\int_{E/h}^{\infty} (h\nu - E) I(\nu, T) d\nu \right] \times \left[\int_{E/h}^{\infty} I(\nu, T) d\nu \right]^{-1}. \quad (2)$$

Уравнение (2) совместно с выражением (1) для объемной плотности энергии теплового излучения I определяет температуру электронного газа T_e в области перед УВ как функцию температуры ударно-нагретого газа T , которая, в свою очередь, зависит от скорости ударной волны V_{SW} и давления газа p_0 перед ударной волной. В поглощающем газе величина I уменьшается по мере удаления от фронта УВ. В этом случае в соответствии с законом Ламберта–Бера в уравнении (2) необходимо сделать замену: $I \rightarrow I \exp(-\sigma nl)$, где σ – сечение фотоионизации молекул газа, n – концентрация молекул газа, l – толщина поглощающего слоя. Основным поглотителем коротковолнового излучения в воздухе является молекула O_2 с энергией ионизации $E_{O_2} = 12.077$ эВ, что соответствует длине волны излучения $\lambda = 102.67$ нм. Обобщение экспериментальных данных по зависимости сечения фотоионизации молекулы O_2 от длины волны излучения приведено в работе [22].

Обработка зондовых измерений при известной температуре T_e позволяет найти концентрацию электронов n_e . Предполагая, что зонд находится в свободномолекулярном режиме обтекания, а частицы газа имеют максвелловское распределение по скоростям, концентрацию электронов n_e можно определить из выражения [6]:

$$j = \frac{en_e S}{4} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left\{ \left[\frac{m_e}{m_i} \left(\frac{T_i}{T_e} \right) \right]^{1/2} - \exp \left[\frac{e(V_g + V)}{kT_e} \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь j – ток, протекающий через зонд; S – рабочая поверхность зонда; m_e и m_i – масса электронов

и ионов соответственно; T_i — температура ионов; V_g — потенциал плазмы, измеренный относительно земли; V — напряжение на зонде. Уравнение (3) позволяет рассчитать концентрацию электронов n_e по данным зондовых измерений тока j и напряжения V .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью ударной установки DDST-M была проведена серия зондовых измерений по определению концентрации электронов n_e перед фронтом падающей УВ. Одновременно фиксировался световой поток из области ударно-нагретого газа, который позволяет вычислить n_e за ударной волной по штарковскому уширению линий водорода H_α и H_β серии Бальмера. Скорость ударной волны определялась по показаниям пьезоэлектрических датчиков, расположенных по длине ударной трубы.

Концентрация электронов перед УВ

Как отмечалось выше, концентрация электронов n_e является основной характеристикой низкотемпературной плазмы перед УВ. Электроны-предшественники, образующиеся в невозмущенном газе, могут существенно влиять на радиационные процессы за УВ [23]. Это необходимо учитывать при построении соответствующих радиационно-столкновительных моделей, описывающих неравновесные процессы в ударно-нагретом газе [24].

Изменение потенциала зонда Z в зависимости от расстояния $l = -x$ до ударной волны в процессе ее распространения в воздухе со скоростью $V_{SW} = 10.4$ км/с при начальном давлении в КНД $p_0 = 0,25$ Торр, показано на рис. 1. Ударная волна движется справа налево, и ее локализация находится в нулевой точке отсчета. Видно, что потенциал зонда резко уменьшается по мере приближения УВ к точке наблюдения за счет фотоионизации воздуха и поступления электронов из газа на рабочую поверхность зонда. Последующий рост потенциала и переход его в положительную область обусловлен прохождением УВ мимо зонда с последующей его локализацией в зоне ударно-нагретого газа, где степень ионизации последнего резко возрастает и основную роль при формировании потенциала зонда начинают играть положительно заряженные ионы [25].

Концентрация электронов n_e рассчитывалась по уравнению (3) на основе измеренных значений

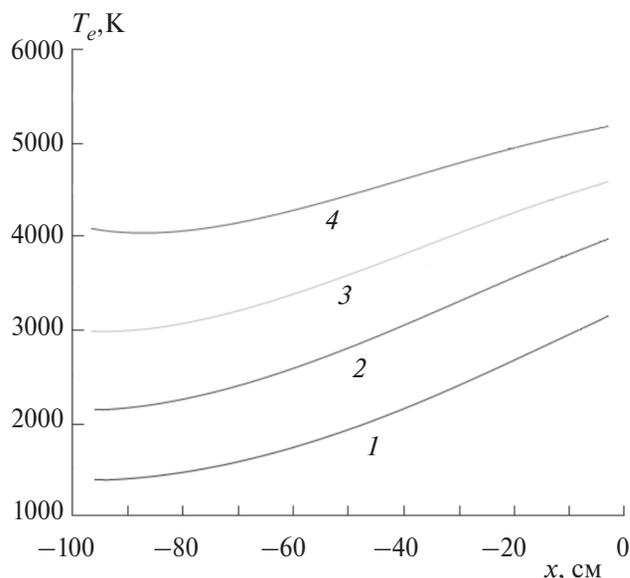


Рис. 2. Зависимость температуры T_e электронов от расстояния до УВ в воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 9.2$ (1), 10.7 (2), 11.5 (3) и 12.3 км/с (4).

потенциала зонда Z . Входящая в это уравнение электронная температура T_e определялась с помощью теоретических соотношений (1) и (2). Зависимость T_e от скорости ударной волны и расстояния до фронта ударной волны показана на рис. 2. Анализ этого рисунка показывает, что T_e увеличивается с ростом V_{SW} . Зависимость электронной температуры от расстояния до ударной волны проявляется только в поглощающем газе. В предлагаемой модели она определяется поведением объемной плотности энергии I теплового излучения, вычисляемой по формуле Планка для теплового излучения абсолютно черного тела, и сечения ионизации σ . Уменьшение величины T_e по мере удаления от УВ можно объяснить тем, что на начальном участке перед УВ происходит поглощение коротковолнового излучения, которое при ионизации молекул O_2 приводит к образованию наиболее энергетических электронов. Сравнение расчетных значений T_e с данными обработки вольт-амперной характеристики зонда, полученными в работе [20], приведено на рис. 3. Наблюдается достаточно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Результаты измерения концентрации электронов n_e перед УВ при $V_{SW} = 10.4$ км/с и $p_0 = 0.25$ Торр в зависимости от расстояния до УВ представлены на рис. 4. Данные получены на основе обработки измеренных значений потенциала зонда Z , показанных на рис. 1. Видно, что кон-

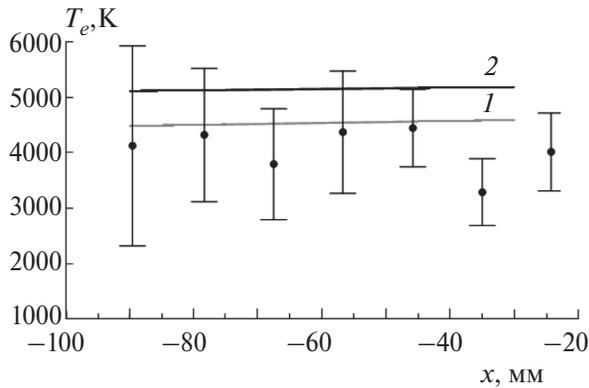


Рис. 3. Сравнение вычисленной температуры электронов T_e перед УВ в воздухе при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 11.5$ (1) и 12.3 км/с (2) с данными измерений из работы [18] при $p_0 = 0.23$ Торр и $V_{SW} = 12.3$ км/с (точки).

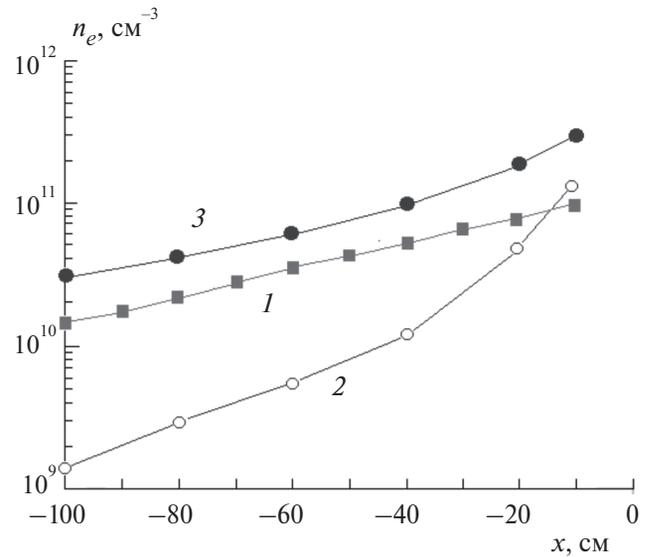


Рис. 5. Измеренные концентрации n_e перед УВ, распространяющейся по воздуху при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 10.4$ км/с (1) и их сравнение с данными измерений тройным зондом из работы [25] при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 9.5$ (2) и 11.3 км/с (3).

довый, так микроволновый методы дают близкие результаты.

Концентрация электронов за УВ

В области за фронтом сильной УВ, где теория зонда Ленгмюра не работает, одним из основных методов измерения больших концентраций электронов является спектроскопический метод. В основе метода лежит анализ уширения атомарных линий вследствие эффекта Штарка. Расчет штарковского уширения линий атома водорода при различных значениях концентрации и температуры электронов представлен в работе [28] в виде табличных данных. В предположении, что электронная температура равна примерно 10 000 К, а приведенная масса иона равна 1.0, эти табличные данные для линий H_α ($\lambda = 656$ нм) и H_β ($\lambda = 486$ нм) серии Бальмера были параметризованы в работе [16] в виде:

$$n_e, \text{ см}^{-3} = 9.87 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda_\alpha)^{1.65},$$

$$n_e, \text{ см}^{-3} = 1.01 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda_\beta)^{1.49}, \quad (4)$$

где $\Delta\lambda_{\alpha,\beta}$ — полная ширина на половине максимума интенсивности линий α и β , измеренная в нм. Температурная зависимость здесь относительно слабая и в расчетах, представленных в [28], не учитывается. При температуре 10 000 К максимальное отклонение данной параметризации в интервале концентраций n_e от 10^{14} до 10^{17} см^{-3}

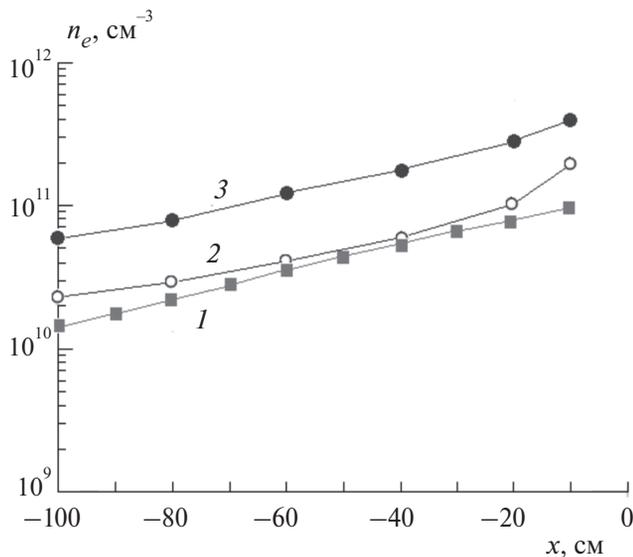


Рис. 4. Измеренные концентрации n_e перед УВ, распространяющейся по воздуху при $p_0 = 0.25$ Торр и $V_{SW} = 10.4$ км/с (1) и их сравнение с данными СВЧ-измерений из работы [24] при $p_0 = 0.2$ Торр и $V_{SW} = 9.8$ (2) и 10.8 км/с (3).

центрация электронов резко увеличивается с уменьшением расстояния от УВ до зонда. Это хорошо согласуется с данными СВЧ-измерений, полученных в работе [26] примерно при тех же условиях. На рис. 5 показано сравнение результатов измерений электронной концентрации, выполненных в настоящей работе, с экспериментальными данными, полученными в работе [27] зондовым методом с применением тройного зонда. Как и в предыдущем случае, результаты различных измерений хорошо согласуются между собой. В целом можно отметить, что при измерении концентрации электронов перед УВ как зон-

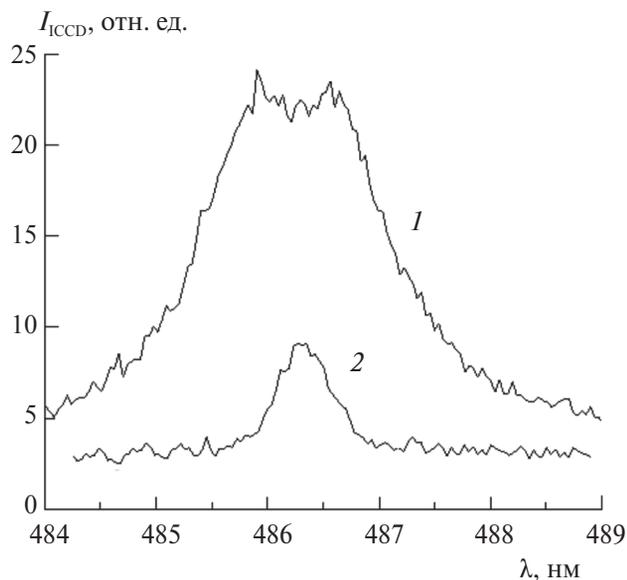


Рис. 6. Интегральные по времени интенсивности излучения линии H_{β} в кислороде (1) и азоте (2) при $p_0=0.25$ Торр и $V_{SW}=10$ км/с.

равно 6% для H_{α} и 4% для H_{β} . Ошибка, связанная с использованием приведенной массы иона, равной 1.0, не превышает 4% для H_{α} и 1% для H_{β} . Табличные данные, представленные в работе [28], имеют верхний предел ошибки 3%, за счет конечного шага интегрирования.

На рис. 6 приведены интегральные интенсивности излучения линии H_{β} , измеренные в молекулярном кислороде и азоте при начальном давлении в КНД $p_0=0.25$ Торр и скорости УВ $V_{SW}=10$ км/с.

Для увеличения интенсивности излучения линии в исследуемый газ добавлено небольшое количество молекулярного водорода (порядка 1% по объему). Видно, что интенсивность излучения и ширина линии H_{β} в кислороде значительно выше, чем в азоте, что связано с более высокой степенью ионизации молекулярного кислорода в ударно-нагретом газе. В рассматриваемом случае ширина линии H_{β} на половине максимума ее интенсивности равна $\Delta\lambda_{\beta}=1.8$ и 0.5 нм для кислорода и азота соответственно. При расчете по формуле (4) эти значения $\Delta\lambda_{\beta}$ дают для электронной концентрации следующие значения: $n_e=2.4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ в кислороде и $n_e=3.6 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ в азоте.

Измеренные зависимости электронной концентрации n_e от скорости V_{SW} ударной волны в воздухе, кислороде и азоте приведены на рис. 7. Для сравнения здесь также показаны экспериментальные данные, полученные в ударной установке EAST (Electric Arc Shock Tube) [16] для воздуха. Видно, что измеренные по штарковскому уширению линий водорода концентрации электронов в воздухе хорошо совпадают с данными работы [16]. Концентрация электронов в кислороде значительно выше при тех же условиях, чем в воздухе и азоте, что объясняется малой величиной потенциала ионизации молекулы O_2 . Следует отметить, что в литературе отсутствуют экспериментальные данные по измерению концентрации электронов в кислороде и азоте за УВ.

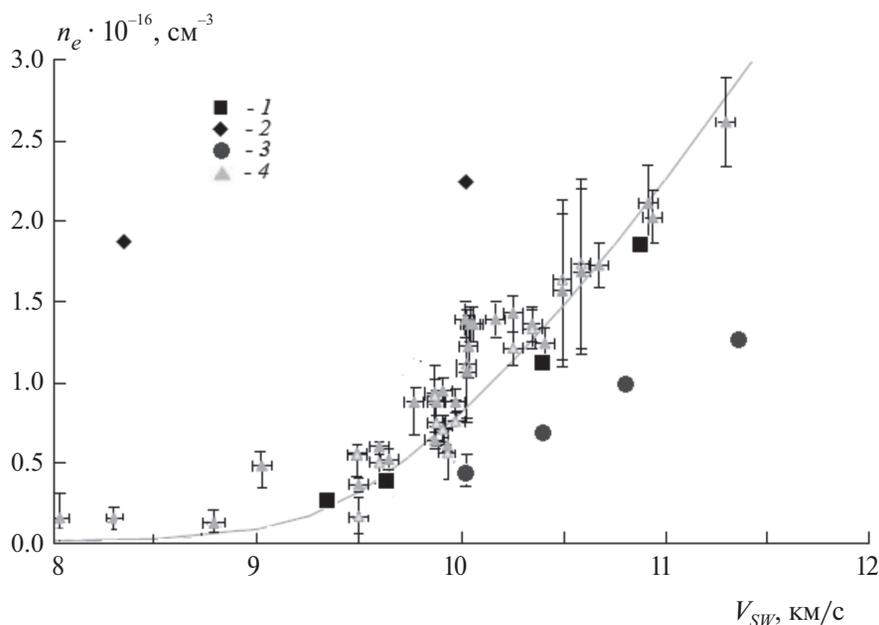


Рис. 7. Измеренные с помощью спектроскопического метода концентрации электронов n_e в ударно-нагретом воздухе (1), кислороде (2) и азоте (3), а также данные из работы [14] для воздуха (4). Линия – результаты равновесного расчета [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия зондовых измерений по определению концентрации электронов перед фронтом сильной ударной волны. Одновременно фиксировался световой поток из области ударно-нагретого газа, который позволил вычислить концентрацию электронов за УВ по штарковскому уширению линий водорода H_{β} серии Бальмера. Эксперименты выполнены в воздухе, кислороде и азоте при скоростях УВ от 8.3 до 11.3 км/с и начальном давлении в КНД $P_0 = 0.25$ Торр.

Результаты проведенных измерений показали, что концентрация электронов перед УВ сильно зависит от ее скорости и резко увеличивается с уменьшением расстояния от УВ до зонда, что хорошо согласуется с данными СВЧ- и зондовых измерений, полученных в других работах примерно при тех же условиях. Концентрация электронов за УВ также увеличивается с ростом скорости УВ и имеет наибольшие значения для кислорода, что объясняется малой величиной потенциала ионизации молекулы O_2 . Полученные экспериментальные данные по измерению концентрации электронов в ударно-нагретом кислороде и азоте являются оригинальными.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № АААА-А19-119012990112-4) при частичной финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 23-19-00096).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суржиков С.Т. // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 7. С. 48.
2. Vukova N.G., Gochelashvily K.S., Karfidov D.M. et al. // Appl. Optics. 2017. V. 56. P. 2597.
3. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 3. С. 86.
4. Голубков Г.В., Берлин А.А., Дьяков Ю.А. и др. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 10. С. 64.
5. Ступоченко Е.В., Лосев С. А., Осипов А.И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
6. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1970.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.
8. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988.
9. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
10. Горелов В.А., Кильдюшова Л.А., Чернышев В.М. // Уч. записки ЦАГИ. 1977. Т. 8. № 6. С. 49.
11. Fujita K., Sato S., Abe T., Matsuda A. AIAA Paper. 2002. № 2002-2765.
12. Nomura S., Lemal A., Kawakami T., Fujita K. AIAA Paper. 2018. № 2018-0741.
13. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
14. Власов П.А., Карасевич Ю.К., Панкратьева И.Л., Полянский В.А. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2008. Т. 6. № 1.
15. Горелов В.А., Куреев А.Ю. // Там же. 2014. Т. 15. № 1.
16. Cruden B.A. // J. Thermophys. Heat Transf. 2012. V. 26. P. 222.
17. Котов М.А., Козлов П.В., Осипенко К.Ю., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю., Быкова Н.Г., Забелинский И.Е. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 11. С. 13.
18. Забелинский И.Е., Козлов П.В., Акимов Ю.В. и др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 22.
19. Hassouba M.A., Galaly A.R., Rashed U.M. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. P. 255.
20. Nomura S., Kawakami T., Fujita K. // J. Thermophys. Heat Transf. 2021. V. 35. P. 518.
21. Kozlov P.V., Surzhikov S.T. AIAA Paper. 2017. № 2017-0157.
22. Heays A.N., Bosman A.D., van Dishoeck E.F. // A&A. 2017. V. 602. P. A105.
23. Katsurayama H., Matsuda A., Abe T. AIAA Paper. 2007. № 2007-4552.
24. Суржиков С.Т. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2022. Т. 23. № 4.
25. Lemal A., Nomura S., Fujita K. Hypersonic Meteoroid Entry Physics. USA IOP Publ., 2019. P. 9–1.
26. Omura M., Presley L.L. // AIAA J. 1969. V. 7. P. 2363.
27. Gorelov V.A., Kildushova L.A., Kireev A.Yu. // AIAA Paper. 1994. № 1994-2051.
28. Gigosos M.A., Gonzalez M.A., Cardenoso V. // Spectrochim. Acta Part B: Atom. Spectrosc. 2003. V. 58. P. 1489.

MEASUREMENT OF THE ELECTRON CONCENTRATION IN THE VICINITY OF A STRONG SHOCK WAVE

P. V. Kozlov¹, G. Ya. Gerasimov¹, V. Yu. Levashov^{1, *},
N. G. Bykova¹, I. E. Zabelinsky¹, M. A. Kotov²

¹*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, RAS, Moscow, Russia*

*E-mail: vyl69@mail.ru

A series of probe measurements to determine the electron concentration in a gas ahead of a strong shock wave front was carried out using a double-diaphragm shock tube DDST-M of the Institute of Mechanics, Moscow State University. At the same time, the light flux from the region of the shock-heated gas was recorded, which made it possible to calculate the electron concentration behind the shock wave using the spectroscopic method. The experiments were carried out in air, oxygen, and nitrogen at shock wave velocities from 8.3 to 11.3 km/s and an initial pressure of 0.25 Torr in the low-pressure chamber. The dependences of the electron concentration on the shock wave velocity and the distance from the observation point to the shock wave are obtained. Spectroscopic measurements made it possible to determine the dependence of the electron concentration on the composition of the gaseous medium. The obtained data are compared with the experimental data of other authors.

Keywords: shock wave, electron concentration, probe technique, spectroscopic method, photoionization, nitrogen, oxygen, air.

REFERENCES

1. *Surzhikov S.T.* // *Rus. J. Phys. Chem. B* 2010. V. 4. P. 613.
2. *Bykova N.G., Gochelashvily K.S., Karfidov D.M. et al.* // *Appl. Optics*. 2017. V. 56. P. 2597.
3. *Golubkov G.V., Manzhelii M.I., Berlin A.A. et al.* // *Rus. J. Phys. Chem.* 2021. V. 15. P. 362.
4. *Golubkov G.V., Berlin A.A., Dyakov Y.A. et al.* // *Rus. J. Phys. Chem. B* 2023. V. 17. P. 1216.
5. *Stupochenko Y.V., Losev S.A., Osipov A.I.* *Relaxation in Shock Waves*. Springer, New York, 1967).
6. *Lochte-Holtgreven W.* *Plasma Diagnostics*. Willey, New York, 1968.
7. *Zel'dovich Y.B., Raizer Y.P.* *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, 3rd ed. Dover Publ., New York, 2002.
8. *Alekseev B.V., Kotelnikov V.A.* *Probe method for plasma diagnostics*. Energoatomizdat, Moscow, 1988.
9. *Demidov V.I., Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A.* *Probe methods for studying low-temperature plasma*. Energoatomizdat, Moscow, 1996.
10. *Gorelov V.A., Kildiushova L.A., Chernyshov V.M.* // *TsAGI Sci.* 1977. V. 8. № 6. P. 49.
11. *Fujita K., Sato S., Abe T., Matsuda A.* *AIAA Paper*. 2018. No. 2002-2765.
12. *Nomura S., Lemal A., Kawakami T., Fujita K.* *AIAA Paper*. 2018. No. 2018-0741.
13. *Golant V.E.* *Microwave methods for plasma research*. Nauka: Moscow, 1968.
14. *Vlasov P.A., Karasevich Yu.K., Pankrat'eva I.L., Polyansky V.A.* // *Phys.-Chem. Kinet. Gaz. Dynam.* 2008. V. 6. № 1. P. 1.
15. *Gorelov V.A., Kireev A.Yu.* // *Phys.-Chem. Kinet. Gaz. Dynam.* 2014. V. 15. № 1. P. 1.
16. *Cruden B.A.* // *J. Thermophys. Heat Transf.* 2012. V. 26. P. 222.
17. *Kotov M.A., Kozlov P.V., Osipenko K.Yu., Gerasimov G.Ya., Levashov V.Yu., Bykova N.G., Zabelinsky I.E.* // *Rus. J. Phys. Chem.* 2023. V. 17. P. 977.
18. *Zabelinsky I.E., Kozlov P.V., Akimov Yu.V. et al.* // *Rus. J. Phys. Chem.* 2021. V. 15. P. 977.
19. *Hassouba M.A., Galaly A.R., Rashed U.M.* // *Plasma Phys. Rep.* 2013. V. 39. P. 255.
20. *Nomura S., Kawakami T., Fujita K.* // *J. Thermophys. Heat Transf.* 2021. V. 35. P. 518.
21. *Kozlov P.V., Surzhikov S.T.* *AIAA Paper*. 2017. No. 2017-0157.
22. *Heays A.N., Bosman A.D., van Dishoeck E.F.* // *A&A*. 2017. V. 602. P. A105.
23. *Katsurayama H., Matsuda A., Abe T.* *AIAA Paper*. 2007. No. 2007-4552.
24. *Surzhikov S.T.* // *Phys.-Chem. Kinet. Gaz. Dynam.* 2022. V. 24. № 4. P. 1.
25. *Lemal A., Nomura S., Fujita K.* *Hypersonic Meteoroid Entry Physics*. IOP Publ. 2019. P. 9–1.
26. *Omura M., Presley L.L.* // *AIAA J.* 1969. V. 7. P. 2363.
27. *Gorelov V.A., Kildiushova L.A., Kireev A.Yu.* *AIAA Paper*. 1994. No. 1994-2051.
28. *Gigosos M.A., Gonzalez M.A., Cardenoso V.* // *Spectrochim. Acta Part B: Atom. Spectrosc.* 2003. V. 58. P. 1489.