

УДК 533.9.07

А.П. КИСЛИЦЫН, А.В. ЛОЯН, Т.А. МАКСИМЕНКО

*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского "ХАИ", Украина***СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА ЭРД**

Рассмотрены теоретические аспекты спектроскопических исследований плазменного факела СПД. Показано, что скорости направленного движения возбужденных частиц и каскадные радиационные переходы существенно влияют на распределение интенсивностей спектральных линий вдоль оси факела. Установлено, что для осуществления количественного спектрального анализа необходимо контролировать всю область факела, начиная от среза двигателя.

стационарный плазменный двигатель, эрозия, спектроскопия, каскадный радиационный переход**Введение**

Общая постановка проблемы и ее связь с научно-практическими задачами. Испытания лабораторных и опытных образцов ЭРД, проводимые с целью создания и улучшения летных экземпляров, требуют тщательных и всесторонних исследований. Исследование состояния плазменного факела является неотъемлемой частью любых испытаний, поскольку факел включает в себя ускоренные частицы рабочего тела и определяет эффективность процесса ускорения этих частиц, а, следовательно, эффективность работы ЭРД. Традиционными исследованиями состояния плазмы факела являются зондовые исследования и спектроскопические [1]. В последнее время все большее внимание уделяется именно спектроскопическим исследованиям, что связано с большой информативностью этих методов и созданием спектральных приборов нового поколения, допускающих работу совместно с компьютером, что существенно облегчает процесс обработки информации и обеспечивает оперативность ее получения.

Обзор публикаций и анализ нерешенных проблем. При проведении спектроскопических исследований плазмы факела ЭРД, как правило, не учитывается упорядоченное движение возбужденных атомов и ионов, которое приводит к изменению ее состава вдоль направления движения частиц [2]. Такое изменение состава будет иметь место, по-

скольку излучающие частицы (возбужденные атомы и ионы) обладают ограниченным временем жизни в возбужденных состояниях [3]. Радиационные девозбуждения частиц ксеноновой плазмы, приводящие их в основное (невозбужденное) состояние, могут быть не только прямыми, но и каскадными [4]. Каскадные радиационные переходы будут искажать не только локальные спектральные плотности излучения, но и интегральные для всего факела или выделенной его области. Априорное пренебрежение влиянием перечисленных факторов ставит под сомнение достоверность качественных, а тем более, количественных результатов спектроскопических исследований.

Цель исследований. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния упорядоченного движения излучающих частиц плазмы факела ЭРД на спектральный состав локального и интегрального излучения плазмы.

Результаты исследований

Для анализа выбрана одномерная модель факела. Предполагается, что возбуждение атомов ксенона осуществляется электронным ударом, а девозбуждение осуществляется за счет спонтанных радиационных переходов. Область «ионизации / возбуждения» рабочего тела локализована в малой пространственной области вблизи среза движителя (рис. 1), а

именно в сечении $x = 0$. В данной области обеспечивается генерация исходной плазмы факела с соответствующим компонентным составом $N_{0,0}, N_{1,0}, \dots, N_{j,0}$. Здесь и в дальнейшем первый нижний индекс определяет номер возбужденного состояния частиц, а второй – рассматриваемое сечение факела. В области «ионизации/возбуждения» скорости генерации частиц $\eta_{0,0}, \eta_{1,0}, \dots, \eta_{j,0}$ ($\eta = \frac{dN}{dt}$) определяются дифференциальными сечениями ионизации/возбуждения и энергиями электронов, поступающих в эту область от катода. В факеле ЭРД каждая компонента плазмы имеет свою определенную скорость (v_1, v_2, \dots, v_i), которая в общем случае зависит от рассматриваемого сечения.

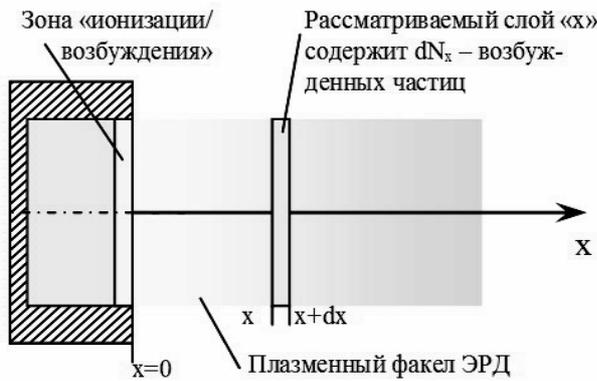


Рис. 1. Пояснения к рассматриваемой модели излучающего факела

Все компоненты плазмы, кроме нулевой, соответствуют возбужденным состояниям атомных систем (атомов и ионов), а в возбужденных энергетических состояниях атомные системы находятся не бесконечно долго. По истечении некоторого времени, вполне определенного для каждого из радиационных переходов, возбужденные частицы переходят в менее возбужденные состояния с испусканием светового кванта (излучательные переходы). В результате этого спектральный компонентный состав плазмы изменяется с течением времени, и соответственно, вдоль оси факела.

Число спонтанных радиационных переходов $Z_{u,l}$ в единицу времени с верхнего энергетического уровня E_u на нижний E_l пропорционально числу

частиц, находящихся на верхнем уровне N_u ($u = 1; 2; \dots; i$):

$$Z_{u,l} = A_{u,l} \cdot N_u . \tag{1}$$

Величина $A_{u,l}$, являющаяся коэффициентом пропорциональности, определяет количество спонтанных переходов в единицу времени в расчете на одну возбужденную частицу или величину обратную среднему времени жизни частицы в возбужденном состоянии, и характеризует вероятность спонтанного излучательного перехода.

Излучательные переходы сопровождаются уменьшением количества элементов одной компоненты плазмы (числа частиц находящихся на энергетическом уровне E_u) и увеличением количества элементов другой компоненты (числа частиц находящихся на энергетическом уровне E_l). Число спонтанных переходов $Z_{u,l}$ определяет с одной стороны интенсивность линии излучения плазмы с длиной волны $\lambda_{u,l}$, с другой – скорость уменьшения содержания в плазме компоненты с индексом u и увеличения компоненты с индексом l . Данные связи можно описать соотношениями

$$I \propto Z_{u,l} = A_{u,l} N_u , \tag{2}$$

$$\frac{dN_u}{dt} = -A_{\Sigma u} N_u = - \left(\sum_l A_{u,l} \right) \cdot N_u , \tag{3}$$

$$\frac{dN_l}{dt} = A_{u,l} N_u . \tag{4}$$

На основании данных связей, с учетом всех возможных излучательных (радиационных) переходов $u \rightarrow l$, можно установить компонентный состав плазмы в произвольном сечении факела и суммарный спектральный состав излучения. При этом принципиально можно выявить связь между суммарным спектральным составом и скоростью генерации компонент излучающей системы в зоне «ионизации/возбуждения». Аналитическое решение подобных задач в общем виде не представляется возможным, а численное решение сопровождается очень большими трудностями. Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи.

Однокомпонентная излучающая система.

Плазма факела содержит *только одну излучающую компоненту «u»*, которая имеет единственный радиационный переход в основное состояние ($u \rightarrow 0$), характеризуемый радиационной постоянной A_u . В нулевом сечении ($x = 0$) имеет место генерация компоненты с постоянной скоростью $\eta_{0,u}$ и элементы компоненты движутся вдоль оси «x» с постоянной скоростью v_u . Рассматривая распределение компоненты **u** вдоль оси «x» (ось факела ЭРД), введем такую характеристику как линейную плотность компоненты $n_u = \frac{dN_u}{dx}$, т.е. отношение числа элементов компоненты, находящихся на отрезке оси от сечения x до сечения $x + dx$ к протяженности этого отрезка. Учитывая стационарный режим работы двигателя, можем записать, что количество рожденных элементов компоненты **u** в сечении $x = 0$ равно количеству унесенных элементов этой компоненты из данного сечения

$$\frac{dN_{0,u}}{dt} = \frac{dN_{0,u}}{dx} \frac{dx}{dt} = n_{0,u} \cdot v_u, \quad (5)$$

где $n_{0,u}$ – линейная плотность элементов компоненты **u** в сечении $x = 0$.

Наличие процесса излучения приводит к тому, что по мере удаления от сечения генерации концентрация элементов компоненты уменьшается. В произвольном сечении «x» находится число элементов равное $dN_{x,u} = n_{x,u} \cdot dx$. В следующее сечение потока эти элементы переходят через промежуток времени dt , но уже в меньшем количестве благодаря процессу радиационного девозбуждения, описываемому соотношением (3). Изменение числа элементов компоненты **u** вдоль оси факела описывается дифференциальным уравнением.

$$\frac{d}{dx}(n_{x,u}) = -\frac{A_u}{v_u} \cdot n_{x,u} \quad (6)$$

с граничным условием $n_{x,u}|_{x=0} = n_{0,u}$.

Решением этого дифференциального уравнения при условии постоянства скорости движения элементов компоненты ($v_u = const$) есть функция

$$n_{x,u} = n_{0,u} \cdot \exp\left(-\frac{A_u}{v_u} x\right). \quad (7)$$

Полученный результат с учетом (5) позволяет записать для распределения плотности излучения, испускаемого рассматриваемой компонентой, выражение

$$\frac{dI}{dx} \propto \frac{d}{dx}(A_u N_u) = A_u \frac{dN_u}{dx} = A_u n_{x,u}.$$

Общая интенсивность излучения факела определяется как сумма излучений всех его частей, а именно

$$\begin{aligned} I &= \int dI = \int_0^\infty \left(\frac{dI}{dx}\right) dx \propto \int_0^\infty A_u n_{x,u} dx = \\ &= A_u \int_0^\infty n_{0,u} \exp\left(-\frac{A_u}{v_u} x\right) dx = n_{0,u} v_u. \end{aligned}$$

С учетом (7) получаем соотношение

$$I \propto \frac{dN_{0,u}}{dt}, \quad (8)$$

свидетельствующее о том, что в однокомпонентной системе интенсивность полного излучения факела пропорциональна скорости генерации данной компоненты в сечении «ионизации/возбуждения», что не противоречит законам сохранения.

В многокомпонентной системе при отсутствии каскадных переходов, т.е. при отсутствии рождения элементов компонент в объеме факела за счет распада других компонент, общая интенсивность излучения представляется простой суммой интенсивностей, и будет определяться только скоростями генерации наблюдаемых компонент в области «ионизации/возбуждения».

$$I_\Sigma = \sum_u I \propto \sum_u \frac{dN_{0,u}}{dt}. \quad (9)$$

Если излучение, направляемое в спектрометр, собирается не из всего пространства факела, то простое суммирование, имеющее место в отсутствие взаимных влияний излучателей, по части пространства факела от сечения x_1 до x_2 даст

$$I'_\Sigma = \sum_u \int_{x_1}^{x_2} A_u n_{x,u} dx = \sum_u (A_u n_{0,u} \int_{x_1}^{x_2} \exp\left(-\frac{A_u}{v_u} x\right) dx) =$$

$$= \sum_u n_{0,u} v_u (\exp(-\frac{A_u}{v_u} x_1) - \exp(-\frac{A_u}{v_u} x_2)). \quad (10)$$

В соотношениях (8) и (10) величины A_u/v_u удобно записать в виде $1/x^*$, где x^* является некоторым характерным расстоянием, на котором интенсивность излучения уменьшается в e раз. Такое представление окажется весьма удобным при обработке экспериментальных данных.

Двухкомпонентная излучающая система с каскадным радиационным переходом. В излучающей системе ЭРД, которой является плазма его факела, радиационное девозбуждение частиц может идти не только прямым, но и каскадным путем. Например, линия излучения Хе-I $\lambda_{823\text{нм}}$ появляется при переходе атома из состояния $6p[1\frac{1}{2}]$ в состояние $6s[1\frac{1}{2}]^{\circ}$. Но в возбужденное состояние $6p[1\frac{1}{2}]$ атом ксенона может попасть либо в результате столкновения с электроном в зоне «ионизации/возбуждения», либо благодаря радиационному переходу атома из более возбужденных состояний в менее возбужденные ($5d'[1\frac{1}{2}]^{\circ} \rightarrow 6p[1\frac{1}{2}]; 5d'[2\frac{1}{2}]^{\circ} \rightarrow 6p[1\frac{1}{2}];$ и т.д.) с излучением фотонов

Простейший вариант излучающей системы с каскадным девозбуждением представляет собой два сорта возбужденных частиц «1» и «2», генерация которых происходит в сечении $x = 0$ со скоростями генерации η_1 и η_2 соответственно. Эти частицы в исходном состоянии обладают скоростями v_1 и v_2 , которые при дальнейшем движении частиц не изменяются. Частицы с течением времени (при их движении вдоль оси x) девозбуждаются, но если частицы сорта «1» переходят в основное (невозбужденное) состояние, то частицы сорта «2» девозбуждаясь трансформируются в частицы сорта «1». Такой процесс трансформации для частиц сорта «1» можно представить как появление дополнительных объемных источников этих частиц согласованных со стоками частиц сорта «2». В этом случае для распределения концентрации частиц сорта «1» (элементов компоненты «1») вдоль оси «х» можем записать

$$n_{x,1} = n_{x,1}^0 + n_{x,1}^*, \quad (11)$$

где $n_{x,1}^0$ – концентрация частиц сорта «1», появившихся в факеле за счет генерации их в сечении $x = 0$; $n_{x,1}^*$ – концентрация частиц сорта «1», появившихся в объеме факела благодаря девозбуждению частиц сорта «2».

Уравнение, описывающее изменение концентрации контролируемых частиц (частицы сорта «1») вдоль оси «х», получим по аналогии с уравнением (6) из рассмотрения баланса частиц в произвольном сечении факела. Уравнение имеет вид

$$\frac{d}{dx}(n_{x,1}) = -\frac{A_1}{v_1} n_{x,1} + \frac{A_2}{v_2} n_{0,2} \cdot \exp\left(-\frac{A_2}{v_2} x\right) \quad (12)$$

с граничным условием

$$n_{x,1}|_{x=0} = n_{0,1}.$$

Решения уравнения зависят от соотношений величин радиационных постоянных и скоростей движения частиц.

$$\text{Случай а) } \frac{A_1}{v_1} \neq \frac{A_2}{v_2}.$$

$$n_{x,1} = n_{0,1} \cdot \exp\left(-\frac{A_1}{v_1} x\right) + n_{0,2} \frac{A_2 v_1}{A_1 v_2 - A_2 v_1} \exp\left(-\frac{A_2}{v_2} x\right) \times \left[1 - \exp\left(\frac{A_2 v_1 - A_1 v_2}{v_1 v_2} x\right)\right]. \quad (13)$$

$$\text{Случай б) } \frac{A_1}{v_1} - \frac{A_2}{v_2} = 0.$$

$$n_{x,1} = \left[n_{0,1} + n_{0,2} \frac{A_1}{v_1} x \right] \cdot \exp\left(-\frac{A_1}{v_1} x\right). \quad (14)$$

Численный анализ теоретически рассмотренных ситуаций осуществлялся для возбужденных атомов, упорядоченно движущихся со скоростями 700 м/с и характеризуемых радиационными постоянными $A_{rad1} = 10^6$ 1/с для перехода атома из состояния «1» в основное состояние «0», $A_{rad2} = 5 \cdot 10^5$ 1/с для перехода из состояния «2» в состояние «1» и $A_{rad3} = 2 \cdot 10^6$ 1/с для перехода из состояния «3» в состояние «1».

Как видно из рис. 2, распределение концентраций возбужденных частиц вдоль оси факела, а, следовательно, и локальных интенсивностей излучения, соответствующих данным переходам, в значительной степени зависит от скорости процесса радиационного девозбуждения, определяемого радиационной постоянной A_{rad} (кривые соответствующие переходам «1 – 0», «2 – 1» и «3–1»).

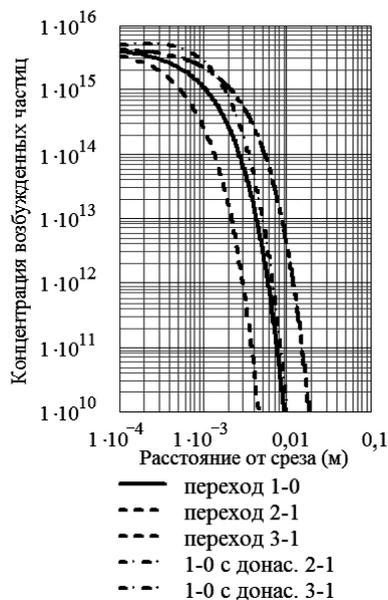


Рис. 2. Распределение концентраций возбужденных частиц

Распределение концентрации возбужденных атомов в состоянии «1», при учете процесса донесения этого состояния, существенно зависит от значения радиационной постоянной, характеризующей соответствующий переход. Так, если радиационная постоянная «подпитывающего» перехода больше, чем основного, то наблюдается рост концентрации частиц в контролируемом состоянии «1» вблизи области «ионизации/возбуждения». Если радиационная постоянная «подпитывающего» перехода меньше, чем основного, то рост концентрации частиц в контролируемом состоянии «1» наблюдается в пространстве факела удаленном от области «ионизации/возбуждения».

Влияние скоростей упорядоченного движения на распределение концентрации возбужденных частиц представлено на рис. 3. Из рисунка видно, что час-

тицы, имеющие большие скорости, будут иметь большие концентрации в пространстве факела и именно они будут определять общую концентрацию и локальную интенсивность излучения частиц данной степени возбуждения.

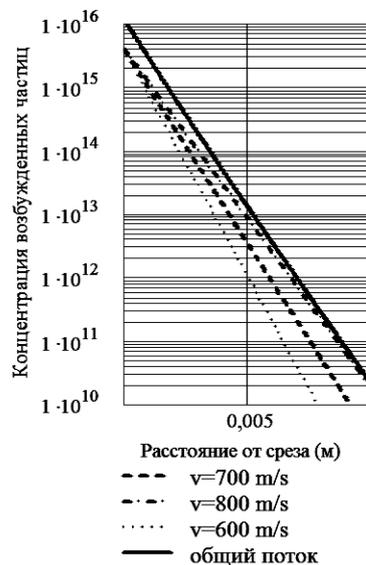


Рис. 3. Влияние скоростей упорядоченного движения на распределение концентрации возбужденных частиц

Ширина контролируемой области факела (начало контролируемой области совпадает со срезом двигателя) влияет на общую интенсивность спектральной линии, но только до вполне определенного значения этой ширины (рис. 4).

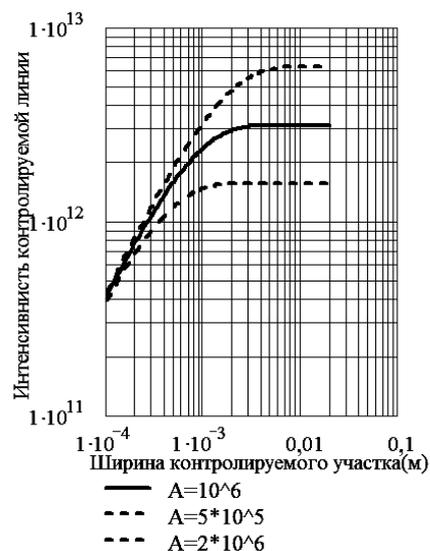


Рис. 4. Влияние ширины контролируемой области факела на общую интенсивность спектральной линии

Увеличение ширины контролируемой области больше, назовем ее «минимально допустимой», не будет приводить к измеряемым увеличениям общей интенсивности спектральной линии. Значение «минимально допустимой ширины контролируемой области» обратно пропорционально радиационной постоянной, соответствующей наблюдаемой спектральной линии. Смещение контролируемой области от среза двигателя приводит к очень быстрому уменьшению интенсивности контролируемой спектральной линии (рис. 5). Наибольшие искажения интенсивностей будут наблюдаться для тех спектральных линий, которые имеют наибольшие значения радиационных постоянных, соответствующих данным переходам.

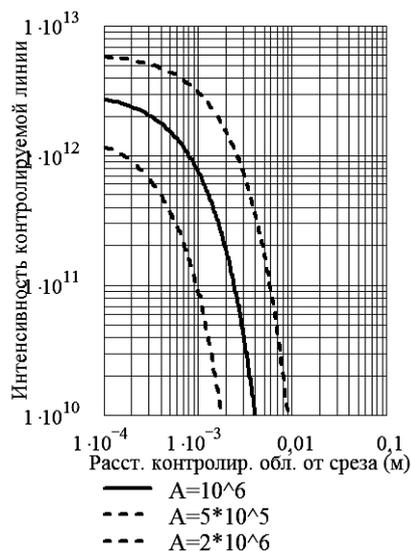


Рис. 5. Влияние смещения контролируемой области от среза двигателя на общую интенсивность спектральной линии

Выводы

Проведенные теоретические исследования излучательной способности плазменного факела ЭРД позволяют отметить:

Каскадные радиационные переходы существенным образом влияют на локальную и интегральную интенсивность спектральной линии последнего перехода, приводящего атом в основное состояние.

Локальная интенсивность спектральных линий в областях факела ЭРД удаленных от области «иони-

зация/возбуждение» определяется частицами данной степени возбуждения, имеющими наибольшую скорость упорядоченного движения.

При проведении спектроскопических исследований, результаты которых в дальнейшем будут использоваться для количественного анализа, необходимо в обязательном порядке обеспечивать протяженность контролируемой части факела не меньше «минимально допустимой» для линий, получаемых за счет радиационных переходов, характеризующихся наименьшими значениями радиационной постоянной.

Контролируемая область спектроскопических исследований, направленных на количественный анализ, должна обязательно включать в себя срез двигателя. В противном случае будет иметь место очень сильное искажение соотношений между интенсивностями спектральных линий, соответствующих переходам имеющим различные значения радиационных постоянных.

Данная работа проведена в рамках проекта УНТЦ №1936.

Литература

1. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971. – 552 с.
2. Optical emission spectroscopy measurements on a SPT-20 hall effect thruster on the KNAI ground test facility / D. Pagnon, S. Pellerin, M. Dudeck, T.A. Maksimenko, N.N. Koshelev, A.V. Loyan // Aerospace technic and technology. – 2006. – № 10 (36). – P. 117-122.
3. Кондиленко И.И., Коротков П.А. Введение в атомную спектроскопию. – К.: Вища школа, 1976. – 304 с.
4. Стриганов А.Р., Свентицкий И.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. – М.: Атомиздат, 1966. – 736 с.

Поступила в редакцию 1.06.2007

Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.И.Оранский, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.