

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ГАЗОВОМ ДИВЕРТОРЕ НА УСТАНОВКЕ С ПРЯМЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Н. В. Антонов, С. Н. Корниенко, В. Б. Петров, А. С. Плешаков,
Б. И. Хрипунов, В. В. Шапкин*

Институт ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт", Москва, Россия

Г. В. Шолин

Институт водородной энергетики и плазменной технологии Российского научного центра "Курчатовский институт", Москва, Россия

А. М. Литновский

Институт ядерного синтеза Российского научного центра "Курчатовский институт", Московский государственный инженерно-физический институт (МИФИ), Москва, Россия

Р. А. Колесников

Институт водородной энергетики плазменной технологии Российского научного центра "Курчатовский институт". Московский государственный физико-технический институт (МФТИ), Москва, Россия

На установке "Лента" проведены исследования взаимодействия потока гелиевой плазмы с нейтральным гелием для моделирования дивертора термоядерного реактора. Наблюдались интенсивная рекомбинация плазмы у приемной пластины и образование значительного количества высоковозбужденных атомов гелия. Разработана физическая модель, учитывающая роль процессов излучения во взаимодействии плазмы с газовой мишенью.

Воздействие высоких тепловых нагрузок на приемные пластины диверторного устройства является одной из наиболее серьезных проблем для термоядерных реакторов следующего поколения, таких как ITER. Разработка новых материалов, способных в течение длительного времени выдерживать крайне высокие нагрузки без значительной деградации, представляется проблематичным. Для перераспределения энергии, поступающей в дивертор с потоком плазмы и снижения таким образом пиковых тепловых нагрузок, предложена и интенсивно исследуется концепция газового дивертора, в котором существенным оказывается излучение, генерируемое при взаимодействии плазменного потока с нейтральным газом [1]. Однако в настоящее время разработка физической картины механизма переизлучения при таком взаимодействии для параметров плазмы дивертора еще далека от завершения. Исследования по физике газового дивертора, проводимые на больших термоядерных установках, не всегда обладают необходимой детализацией, а интерпретация полученных результатов может быть неоднозначной. В то же время для исследования физических особенностей процессов в диверторе успешно применяются линейные установки со стационарной плазмой, на которых проводится моделирование взаимодействия плазменного потока с нейтральным газом [2].

На установке "Лента" с прямым магнитным полем проведены эксперименты по исследованию эффекта "отрыва" плазмы от приемной пластины для моделирования соответствующих режимов дивертора больших токамаков. Основная особенность плазмы в таких режимах — очень низкая температура электронов (1—2 эВ и ниже).

Рассмотрена физическая модель переходного слоя, в котором происходит преобразование энергии плазменного потока в излучение.

Экспериментальная часть

На установке "Лента" стационарная плазма создается в результате пучково-плазменного разряда в продольном магнитном поле ($0,1-0,2$ Тл), инициируемого электронным пучком ($d = 1$ см), который проходит вдоль оси цилиндрической камеры ($D = 16$ см). Разрядная зона установки отделяется от электронного инжектора стенками, позволяющими поддерживать низкое давление в отсеке инжектора ($p_{\text{инж}} < 10^{-4}$ торр), когда в разрядную камеру поступает рабочий газ при давлении $p_0 \sim 10^{-3}$ торр. Были реализованы две схемы плазменного потока, проходящего через газовую мишень, которая прилегает к приемной пластине. Первая схема представляла собой кольцевой плазменный поток в скрещенных $[E \times H]$ полях, в котором исходная температура электронов составляла $10-15$ эВ [3]. Во втором варианте был образован цилиндрический плазменный поток с исходной температурой ~ 4 эВ без применения радиального электрического поля (рис. 1). Плазменный поток свободно вытекал из разрядной зоны вдоль силовых линий магнитного поля и поступал в отсек камеры, в котором была установлена приемная пластина-имитатор дивертора. В этот отсек дополнительно подавали газ (вторичный газонапуск), и давление нейтрального газа в нем поддерживалось на уровне ($10^{-1}+10^2$ торр). Длина разрядной зоны $1,5$ м, длина отсека газовой мишени $L_d = 1$ м.

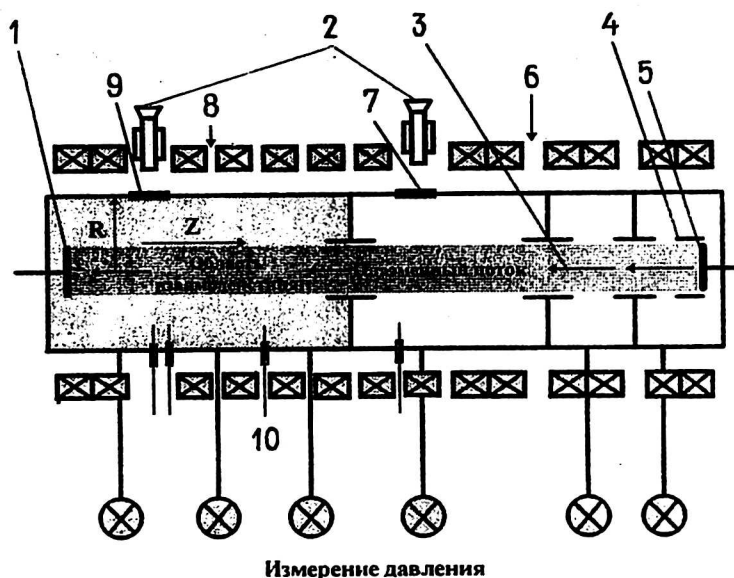


Рис. 1. Схема эксперимента на установке "Лента":

- 1 — приемная пластина; 2 — монохроматор; 3 — электронный пучок; 4 — анод; 5 — катод; 6 — первичный газонапуск; 7, 9 — смотровые окна; 8 — вторичный газонапуск; 10 — зонды

Исследовалось взаимодействие гелиевой плазмы с нейтральным гелием. В эксперименте, схема которого представлена на рис. 1, были проведены исследования при больших (до 65 мторр) давлениях в области взаимодействия. Параметры плазмы контролировались с помощью зондовой диагностики. Излучение из области взаимодействия анализировалось методом оптической спектроскопии.

Зондовые измерения

Основные параметры плазмы в потоке контролировали с помощью ленточных зондов, расположенных вдоль оси установки (см. рис. 1). В ходе экспериментов была исследована зависимость температуры электронов и плотности плазмы от давления нейтрального гелия на расстоянии $Z = 40$ см от приемной пластины при $R = 2$ см. Результаты измерения температуры и плотности электронов, полученные при мощности электронного пучка 1,5 кВт, представлены на рис. 2 и 3. Видно, что при возрастании давления в области приемника до 20 мторр наблюдается сильное падение температуры электронов (с 3,8 до 0,3 эВ). При этом плотность плазмы сначала сильно возрастает (до $1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻³), что может отвечать дополнительной ионизации нейтралов электронами плазмы, а затем падает до $1,0 \cdot 10^{12}$ см⁻³, оставаясь на уровне $\sim 0,8 \cdot 10^{12}$ см⁻³ при дальнейшем увеличении давления до 60 мторр. Температура электронов в диапазоне 20-60 мторр остается ниже 1 эВ. При столь низких температурах электронов сечения процессов ионизации малы, и преобладающим механизмом взаимодействия становится рекомбинационный механизм, о чем свидетельствует спад плотности плазмы (см. рис. 3) на участке выше 15 мторр, где электронная температура остается менее 1 эВ.

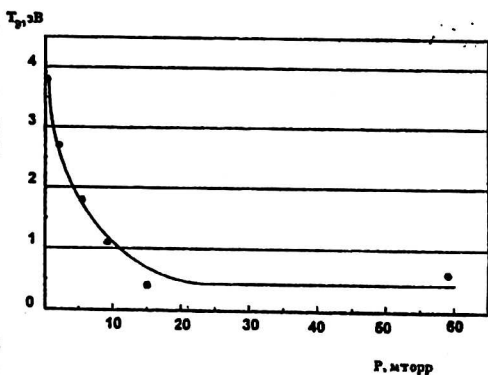


Рис. 2. Зависимость температуры электронов от давления нейтрального газа в области взаимодействия (газовой мишени)

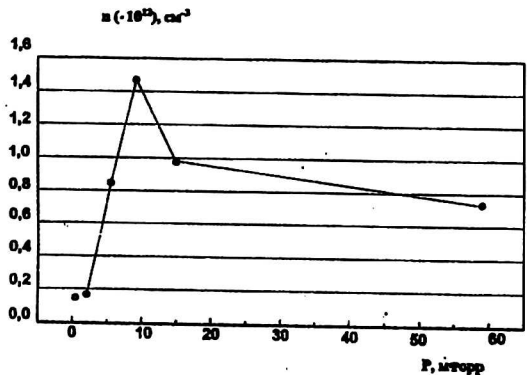


Рис. 3. Зависимость плотности плазмы от давления нейтрального газа в области взаимодействия

Характер приведенных зависимостей свидетельствует о диссипации энергии плазменной струи при взаимодействии с нейтральным газом. Наблюдение объемной рекомбинации и уменьшение энергии плазменного потока при взаимодействии с гелием свидетельствуют о том, что значительная часть энергии плазмы не достигает приемной пластины. Данный эффект возможен лишь в двух случаях: либо при подходе к приемной пластине плазма испытывает распад с аномально высокой диффузией поперек магнитного поля, либо объемная рекомбинация приводит к излучению энергии из переходного слоя, так как сопровождается образованием нейтралов в возбужденных состояниях.

Оптические измерения

Для анализа механизмов трансформации энергии плазменного потока были проведены исследования спектров оптического излучения плазмы в видимой и

ближней ультрафиолетовой областях, регистрируемых с помощью измерительного комплекса на базе монохроматора МДР-6.

На рис. 4 показаны спектры излучения, исходящего из плазменного потока в разрядной зоне до входа в газовую мишень (см. рис. 4, а), а также из области взаимодействия на расстоянии 50 см от приемной пластины (см. рис. 4, б, в) в диапазоне длин волн от 3200 до 3700 Å. Характер спектров меняется в зависимости от положения точки измерения вдоль потока и от давления газа в области газовой мишени. В данной области было отмечено появление линий HeI, соответствующих переходам с высоковозбужденных уровней, характеризующихся большими значениями главного квантового числа n (вплоть до $n = 20$ при орбитальном квантовом числе $l = 2$ и до $n = 12$ при $l = 0$; 1). Интенсивность этих линий возрастает с ростом давления нейтрального газа в области взаимодействия. Следует также отметить пороговый характер эффекта появления в спектре линий HeI с большими n (в районе $P = 15$ мторр). Более того, при больших давлениях вторичного газа наблюдалось присутствие линий He2.

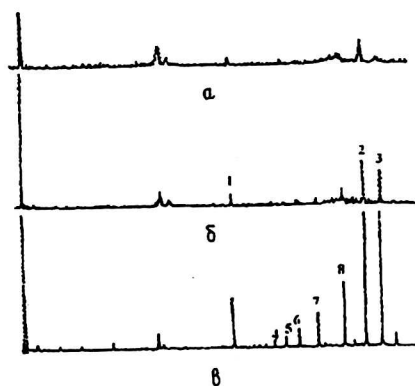
Рис. 4. Спектры излучения гелия в ближнем ультрафиолете:

а — в области плазменного источника до входа в зону взаимодействия;

б — в зоне взаимодействия при давлении $p = 17$ мторр; в — в зоне взаимодействия при давлении $p = 39$ мторр.

Цифрами обозначены следующие переходы HeI:

- 1 — 3447,57Å 6p1P0; 2 — 3613,64Å 5p1P0;
3 — 3634,20Å 8d3D; 4 — 3498,65Å 13d3D;
5 — 3512,51Å 12d3D; 6 — 3530,49Å 11d3D;
7 — 3554,40Å 10d3D; 8 — 3587,30Å 9d3D



Отметим, что наличие высоковозбужденных состояний и ионных линий в столь холодной и разреженной плазме необъяснимо на основе представлений о традиционном механизме заселения высоковозбужденных состояний. Для объяснения наблюдаемых особенностей требуется построение адекватной модели взаимодействия плазменного потока с нейтральным газом в условиях данного эксперимента.

Физическая модель взаимодействия плазмы с газовой мишенью

Модель, аналогичная столкновительно-излучательной модели распределения атомов по возбужденным состояниям, формулируется для стационарной переходной зоны между газом и плазмой на основании уравнений непрерывности для электронов, ионов и нейтрального газа с учетом роли резонансного излучения, а также уравнений переноса энергии возбуждения и кинетической энергии электронов. При рассмотрении этого слоя в диверторной плазме обычно апеллируют к расчетам по программе CRETIN [4], физическое обоснование которой вызывает сомнения.

Поскольку глубина проникновения резонансного излучения I_{ef} зависит от величины доплеровского уширения линий, предварительно решается задача о распределении температуры нейтральных атомов в переходном слое с учетом взаимного проникновения заряженной и нейтральной компонент и обмена их

количествами движения. Приравнивая изменение температуры нейтральных атомов силе трения электронов об ионы, можно получить закон возрастания температуры атомов от поверхности приемной пластины к пограничному слою и дальше внутрь объема плазмы:

$$n_0 \frac{dT_0}{dx} = F_{j-n} (m_i n_i n_0 u_i < \sigma u >_{en}^{ex}).$$

В нулевом приближении глубина взаимного проникновения заряженных и нейтральных частиц определяется длиной пробега

$$l = \frac{1}{n_0 (n_i) \sigma_{in}}.$$

Глубина обратного проникновения атомов в плазму на самом деле уменьшается вследствие процессов ионизации электронным ударом в соотношении

$$\frac{< \sigma u_i >_{in}}{< \sigma u_e >_{en}^{ion}} \approx (0,1 \div 0,2).$$

Поскольку взаимное проникновение пограничных слоев при сохранении полного числа частиц по глубине проникновения приводит к уменьшению локальной концентрации нейтральных атомов в отношении длин l_{ef}/l_0 , то именно на этих размерах будут происходить процессы аномального заселения возбужденных состояний атомов и изменение термодинамических свойств нейтрального газа.

Планковский характер распределения интенсивностей излучения из плазмы характерен не только для резонансных переходов атомов, но и для сплошного спектра, соответствующего фоторекомбинационным процессам на высоковозбужденные уровни $n \geq 10$, которым соответствуют длины волн в субмиллиметровой области. Такое излучение свободно пронизывает всю толщину нейтрального газа и отражается стенками камеры экспериментальной установки с эффективностью, близкой к 100 % для большинства металлических поверхностей. Поэтому планковская функция для излучения в этой области частот также может быть охарактеризована температурой излучения $T = T_e$.

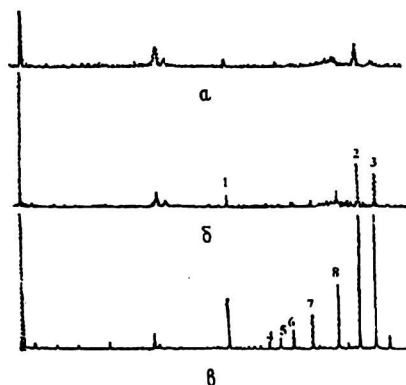
Система уравнений для переноса тепла должна быть записана с учетом роли излучения и, в частности, резонансного излучения и рекомбинационного континуума. Действительно, поскольку в переходном слое атомы в основном находятся в возбужденных состояниях, а скорость их перемещения чрезвычайно мала, то процессы обычной теплопроводности не играют заметной роли для тяжелых частиц. В то же время, по аналогии с передачей энергии колебаний молекул в газах, разумно ввести понятие температуры возбуждения электронных состояний атомов, необходимость введения которой связана с тем, что в обмене энергией возбуждения между атомами участвуют не только свободные электроны и сами атомы при прямых столкновениях друг с другом, но и резонансное излучение. При этом длина пробега резонансных квантов увеличивается с ростом главного квантового числа верхнего уровня, и по этой причине скорость диффузии резонансных квантов будет определять скорость передачи энергии возбуждения от нагретых слоев газа к холодным. Поэтому введем понятие температуры возбуждения согласно формуле [5]

$$T_{int} = \frac{\sum E_n N_n}{\sum N_n}, \text{ где } E_n = \frac{(n^2 - 1)}{n^2} I_0.$$

ближней ультрафиолетовой областях, регистрируемых с помощью измерительного комплекса на базе монохроматора МДР-6.

На рис. 4 показаны спектры излучения, исходящего из плазменного потока в разрядной зоне до входа в газовую мишень (см. рис. 4, а), а также из области взаимодействия на расстоянии 50 см от приемной пластины (см. рис. 4, б, в) в диапазоне длин волн от 3200 до 3700 Å. Характер спектров меняется в зависимости от положения точки измерения вдоль потока и от давления газа в области газовой мишени. В данной области было отмечено появление линий HeI, соответствующих переходам с высоковозбужденных уровней, характеризующихся большими значениями главного квантового числа n (вплоть до $n = 20$ при орбитальном квантовом числе $l = 2$ и до $n = 12$ при $l = 0; 1$). Интенсивность этих линий возрастает с ростом давления нейтрального газа в области взаимодействия. Следует также отметить пороговый характер эффекта появления в спектре линий HeI с большими n (в районе $P = 15$ мторр). Более того, при больших давлениях вторичного газа наблюдалось присутствие линий He2.

Рис. 4. Спектры излучения гелия в ближнем ультрафиолете:
 а — в области плазменного источника до входа в зону взаимодействия;
 б — в зоне взаимодействия при давлении $p = 17$ мторр; в — в зоне взаимодействия при давлении $p = 39$ мторр.
 Цифрами обозначены следующие переходы HeI:
 1 — 3447,57Å 6p1P0; 2 — 3613,64Å 5p1P0;
 3 — 3634,20Å 8d3D; 4 — 3498,65Å 13d3D;
 5 — 3512,51Å 12d3D; 6 — 3530,49Å 11d3D;
 7 — 3554,40Å 10d3D; 8 — 3587,30Å 9d3D



Отметим, что наличие высоковозбужденных состояний и ионных линий в столь холодной и разреженной плазме необъяснимо на основе представлений о традиционном механизме заселения высоковозбужденных состояний. Для объяснения наблюдаемых особенностей требуется построение адекватной модели взаимодействия плазменного потока с нейтральным газом в условиях данного эксперимента.

Физическая модель взаимодействия плазмы с газовой мишенью

Модель, аналогичная столкновительно-излучательной модели распределения атомов по возбужденным состояниям, формулируется для стационарной переходной зоны между газом и плазмой на основании уравнений непрерывности для электронов, ионов и нейтрального газа с учетом роли резонансного излучения, а также уравнений переноса энергии возбуждения и кинетической энергии электронов. При рассмотрении этого слоя в диверторной плазме обычно апеллируют к расчетам по программе CRETIN [4], физическое обоснование которой вызывает сомнения.

Поскольку глубина проникновения резонансного излучения l_{ef} зависит от величины доплеровского уширения линий, предварительно решается задача о распределении температуры нейтральных атомов в переходном слое с учетом взаимного проникновения заряженной и нейтральной компонент и обмена их

количествами движения. Приравнивая изменение температуры нейтральных атомов силе трения электронов об ионы, можно получить закон возрастания температуры атомов от поверхности приемной пластины к пограничному слою и дальше внутрь объема плазмы:

$$n_0 \frac{dT_0}{dx} = F_{I-a} (m_i n_i n_0 u_i < \sigma u >_{en}^{ex}).$$

В нулевом приближении глубина взаимного проникновения заряженных и нейтральных частиц определяется длиной пробега

$$l = \frac{1}{n_0 (n_i) \sigma_{in}}.$$

Глубина обратного проникновения атомов в плазму на самом деле уменьшается вследствие процессов ионизации электронным ударом в соотношении

$$\frac{< \sigma u_i >_{in}}{< \sigma u_e >_{en}^{ion}} \approx (0,1 \div 0,2).$$

Поскольку взаимное проникновение пограничных слоев при сохранении полного числа частиц по глубине проникновения приводит к уменьшению локальной концентрации нейтральных атомов в отношении длин l_{ef}/l_0 , то именно на этих размерах будут происходить процессы аномального заселения возбужденных состояний атомов и изменение термодинамических свойств нейтрального газа.

Планковский характер распределения интенсивностей излучения из плазмы характерен не только для резонансных переходов атомов, но и для сплошного спектра, соответствующего фоторекомбинационным процессам на высоковозбужденные уровни $n \geq 10$, которым соответствуют длины волн в субмиллиметровой области. Такое излучение свободно пронизывает всю толщину нейтрального газа и отражается стенками камеры экспериментальной установки с эффективностью, близкой к 100 % для большинства металлических поверхностей. Поэтому планковская функция для излучения в этой области частот также может быть охарактеризована температурой излучения $T = T_e$.

Система уравнений для переноса тепла должна быть записана с учетом роли излучения и, в частности, резонансного излучения и рекомбинационного континуума. Действительно, поскольку в переходном слое атомы в основном находятся в возбужденных состояниях, а скорость их перемещения чрезвычайно мала, то процессы обычной теплопроводности не играют заметной роли для тяжелых частиц. В то же время, по аналогии с передачей энергии колебаний молекул в газах, разумно ввести понятие температуры возбуждения электронных состояний атомов, необходимость введения которой связана с тем, что в обмене энергией возбуждения между атомами участвуют не только свободные электроны и сами атомы при прямых столкновениях друг с другом, но и резонансное излучение. При этом длина пробега резонансных квантов увеличивается с ростом главного квантового числа верхнего уровня, и по этой причине скорость диффузии резонансных квантов будет определять скорость передачи энергии возбуждения от нагретых слоев газа к холодным. Поэтому введем понятие температуры возбуждения согласно формуле [5]

$$T_{int} = \frac{\sum E_n N_n}{\sum N_n}, \text{ где } E_n = \frac{(n^2 - 1)}{n^2} I_0.$$

Стационарная структура переходного слоя между плазмой и газом, учитывающая роль излучения, может быть получена с помощью следующей системы уравнений:

1) уравнения непрерывности для нейтралов и заряженной компоненты:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} D_n^{rad} \frac{dn_n}{dx} = n_i n_e \left\{ \langle \sigma_n^{ei} v \rangle_{rec}^{rad} + n_e \langle \sigma_n^{eei} v \rangle_{rec} \right\} - \\ - n_n n_e \langle \sigma_n v \rangle_{ion} + \sum_k A_{nk} + \\ + \sum_k n_e \left\{ n_k \langle \sigma_{k \rightarrow n} v \rangle - n_n \langle \sigma_{n \rightarrow k} v \rangle \right\}. \end{aligned}$$

Это уравнение описывает не реальный перенос тяжелых частиц в пространстве, а перенос "признака", т. е. изменения состояния возбуждения атома под влиянием излучения и столкновения с электронами.

$$\frac{d}{dx} D \frac{dn_e}{dx} = \sum_n n_n n_e \langle \sigma_n v \rangle_{ion} - \sum_n n_i n_e \left\{ \langle \sigma_n^{ei} v \rangle_{rec}^{red} + n_e \langle \sigma_n^{eei} v \rangle_{rec} \right\};$$

2) уравнения переноса тепла, характеризующие как кинетическую энергию заряженной компоненты, так и внутреннюю энергию нейтральной компоненты:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} D_n^{rad} \frac{dT_{int}}{dx} = (T_{int} - T_e) \left\{ \frac{n_e}{n_0} \langle \sigma_n^{eei} v \rangle_{rec} - n_e \langle \sigma_n v \rangle_{ion} - \overline{A_n} \overline{g_{esc}^n(L)} \right\} + \\ + T_{int} n_e \langle \sigma_n^{ei} v \rangle_{rec}^{ind}; \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dx} D \frac{dT_e}{dx} = -(T_{int} - T_e) \left\{ n_e \langle \sigma_n^{eei} v \rangle_{rec} - n_0 \langle \sigma_n v \rangle_{ion} \right\} - T_e n_e \langle \sigma_n^{ei} v \rangle_{rec}^{ind}.$$

Из уравнений непрерывности вытекает в первом приближении уравнение Саха, в котором роль основного состояния играет первый возбужденный уровень, заселенность которого поддерживается резонансным излучением, а распределение заселенностей остальных состояний контролируется локальным значением температуры электронов. Не трудно убедиться, что в области, где локальная температура электронов $(T_e)_{loc}$ уменьшилась от начальной $(T_e)_{loc} \approx I$ до величины $\approx 0,1$ эВ, степень ионизации плазмы оказывается порядка 1 при $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с учетом роли резонансного излучения, тогда как в обычных условиях степень ионизации $\approx 10^{-7}$. Резонансное излучение смещает условие равновесия в сторону полной ионизации при низкой температуре и соответственно изменяется заселение высоковозбужденных уровней так, что можно ожидать, что практически все атомы оказываются в состояниях с максимально возможным главным квантовым числом.

В соответствии с этим из уравнения движения нейтральных атомов с учетом неидеального характера уравнения состояния может быть получено выражение, определяющее скорость изменения константы Ван-дер-Ваальса b [5] в пограничной области:

$$0 = m_e u_e n_e n_0 \langle \sigma u \rangle_{en}^{ex} - \frac{nT}{V} \frac{\partial b}{\partial x}.$$

Скорость изменения температуры, как правило, не превышает скорость изменения концентрации, а в большинстве случаев оказывается меньше.

При учете диффузионных процессов пограничный слой (ионизационный фронт) приобретает положительный заряд вследствие более быстрой диффузии электронной компоненты в сторону стенок камеры. Однако в стационарных

условиях поле разделения зарядов со стороны плазмы должно представлять собой элемент стоячей ионно-звуковой волны, характерным свойством которой является распределение электронов в соответствии с законом Больцмана:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_e}\right), \text{ где } \varphi, T_e \text{ — локальные значения потенциала и электронной}$$

температуры. В соответствии с этим направленная скорость электронов в стационарном случае должна отсутствовать, поскольку ее величина в первом приближении $u_e = \mu_e E - D \nabla n_e = 0$ (μ_e — подвижность электронов). Наоборот, со стороны стенок камеры диффузионный процесс должен преобладать, поскольку распространение ионно-звуковой волны в сторону нейтрального газа невозможно.

Сам процесс диффузии в этом случае становится, однако, все более медленным вследствие уменьшения длин свободного пробега заряженных частиц из-за преобладающей роли высоковозбужденных состояний нейтральных атомов.

Эта картина соответствует решению приведенной выше системы стационарных уравнений для заряженной и нейтральной компонент вещества и учету роли излучения. Стационарное решение, вообще говоря, может быть неустойчивым, если малые возмущения, приводящие к распаду слоя, не смогут быть возвращены в первоначальное состояние реально присутствующими процессами. Нетрудно убедиться, что нарушение сплошности переходного слоя, возможное при флуктуациях давления плазмы, и проникновение сквозь слой, где $V \approx b$, определенной доли заряженных частиц $\Delta n_e = \Delta n_i$, будут обязательно ликвидированы благодаря процессам вынужденной фоторекомбинации [6], которая обеспечит превращения заряженных частиц вновь в высоковозбужденные состояния атомов. С другой стороны, флуктуации давления нейтрального газа, приводящие к его проникновению в область плазмы, заведомо не могут нарушить стационарного состояния, поскольку резонансное излучение и электронная компонента плазмы способны быстро перевести нейтральные атомы в ионизованное состояние.

З а к л ю ч е н и е

На стационарной установке "Лента" проведены эксперименты по исследованию физических процессов, сопровождающих прохождение газовой мишени потоком плазмы с целью моделирования условий в газовом диверторе термоядерного реактора. Индукция магнитного поля составляла 0,2 Тл, плотность плазмы $\sim 10^{12}$ см⁻³.

Методами зондовой диагностики обнаружено, что электронная температура потока гелиевой плазмы снизилась с 4 до 0,3 эВ в зоне взаимодействия с газовой мишенью при повышении давления от 0,1 до 15 мторр. Падение плотности с $1,5 \cdot 10^{12}$ до $0,75 \cdot 10^{12}$ см⁻³ при изменении давления от 10 до 60 мторр, соответствующее низким температурам электронов (1 эВ и менее), свидетельствует о наличии интенсивной рекомбинации плазмы в объеме взаимодействия.

Анализ оптических спектров в ультрафиолетовой области показал, что в зоне взаимодействия происходит накопление высоковозбужденных нейтральных атомов, характеризующихся главным квантовым числом до $n = 20$. Спектр излучения сильно зависит от давления газовой мишени, причем наблюдается свечение не только атомов, но и ионов He²⁺.

Наблюдаемые явления не могут быть объяснены на основе традиционных представлений о процессах рекомбинации и возбуждения. Для описания процесса взаимодействия плазменного потока с нейтральным газом разработана новая

физическая модель, в которой учитывается как роль резонансного излучения, так и роль рекомбинационного континуума. Модель позволяет объяснить существование в переходном слое аномально сильного заселения высоко-возбужденных состояний атомов.

Литература

1. Janeschits G., Borass K., Federichi G. et. al. // Journal of Nuclear Materials 220—222, 1995. P. 73—78.
2. Krashennnikov S. I. et. al. Plasma Recombination and molecular effects in tokamak divertors and divertor simulators // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. № 5. P. 1638—1646.
3. Нектаров Е. С., Петров В. Б., Сычев В. В., Хрипунов Б. И., Шапкин В. В., Шолин Г. В. О роли сильно возбужденных атомов в процессе торможения потоков плазмы на газовых мишенях // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 431—435.
4. Wan, Dalhed H. E., Scott H. A., Rost D. E., Rognlien T. D. // Journal of Nuclear Materials. 1995. № 220—225. P. 1104—1109.
5. Кларк Дж., Макчесни М. Динамика реальных газов. — М.: Мир. 1967. С. 566.
6. Колесников Р. А., Шолин Г. В. Доклады Академии наук, 1999. № 364, № 2. С. 1—4.

GAS DIVERTOR PROCESSES MODELING IN LINEAR PLASMA FACILITY

*N. V. Antonov, S. N. Kornienko, V. B. Petrov, A. S. Pleshakov,
B. I. Khripunov, V. V. Shapkin*

Nuclear Fusion Institute of Russian Research Center "Kurchatov Institute",
Moscow, Russia

G. V. Sholin

Institute of Hydrogen Energy and Plasma Technology of Russian Research Center
"Kurchatov Institute", Moscow, Russia

A. M. Litnovsky

Nuclear Fusion Institute of Russian Research Center
"Kurchatov Institute". Moscow State Engineering-Physics Institute (MEPhI), Moscow, Russia

R. A. Kolesnikov

Institute of Hydrogen Energy and Plasma Technology of Russian Research Center
"Kurchatov Institute". Moscow State Institute of Physics and Technology (MIPT), Moscow, Russia

Helium plasma flow interaction with neutral helium in divertor relevant conditions has been studied in the "Lenta" linear device. An intensive recombination process and high increase in radiation intensity from highly excited neutrals were observed. Physical model of radiation processes role in plasma-gas interaction is developed.