

ДИФФУЗИЯ ИОНОВ КИСЛОРОДА  
В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2

Н. В. Лунин, Б. И. Илькин, Е. Ф. Гиппиус, А. В. Парамонов,  
В. Н. Колесников, И. С. Шигель

УДК 533.932

Величины коэффициента диффузии, суммарной мощности излучения ионов кислорода и их вклада в  $Z_{\text{eff}}$  получены путем сопоставления результатов численного решения системы нестационарных уравнений баланса концентраций ионов кислорода с результатами эксперимента.

Ионы примесей, присутствующие в горячей плазме в замкнутых магнитных ловушках, оказывают влияние на ее радиационное охлаждение и на величину эффективного заряда  $Z_{\text{eff}}$ , определяющую распределение тока омического нагрева по сечению плазменного шнура. В большинстве случаев среди легких примесей наиболее важным является кислород.

Исследования излучения ионов кислорода в области спектра 150 – 1600 Å, проведенные на стеллараторе Л-2 с помощью вакуумного монохроматора ЛНТ-30; прокалиброванного по абсолютной спектральной чувствительности в пучке синхротронного излучения /1/, позволили получить пространственные и временные распределения плотностей ионов  $O^{+3}$ ,  $O^{+4}$  и  $O^{+5}$ , их интегральное излучение и вклад в  $Z_{\text{eff}}$  /2/. Однако в указанной области спектра нельзя было измерить интенсивности линий других ионов кислорода. Концентрации всех ионов кислорода, их вклад в  $Z_{\text{eff}}$  и в излучательные потери могут быть найдены расчетным путем на основе подходящей модели. Как отмечалось в /2/, модель коронального равновесия здесь непригодна, необходимо учесть роль диффузии.

Система уравнений баланса с учетом диффузии ионов поперек плазменного шнура имеет вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_i) + n_e [n_{i-1} S_{i-1} - n_i (S_i + \alpha_i) + n_{i+1} \alpha_{i+1}], \quad (1)$$

где  $i = 1, 2, \dots, 8$ ;  $n_i$  и  $\Gamma_i$  — плотность и поток ионов с зарядом  $i$ ;  $S_i$  — коэффициент ионизации /3/,  $\alpha_i$  — суммарный коэффициент радиационной и дивалентронной рекомбинации /4/. Выражение для потока ионов было взято в виде  $\Gamma_i = -D \delta n_i / \delta r$ . В данных расчетах предполагалось, что коэффициент  $D$  одинаков для всех ионов и постоянен по радиусу и во времени. Граничные условия в центре плазмы имели вид  $\delta n_i(0, t) / \delta r = 0$ , а на границе, при  $r = a$ , принималось  $n_i(a, t) = 0$ . Поток атомов кислорода в плазму на границе имел вид  $\Gamma_0 = n_0 v_0$ , причем принималось, что скорость  $v_0 = 3,5 \cdot 10^5$  см/с, что соответствует кинетической энергии атомов 1 эВ. Изменение энергии вылетающих атомов на порядок практически не сказывалось на результатах расчетов. В пренебрежении рекомбинацией однократных ионов по сравнению с ионизацией атомов, что справедливо и вблизи границы плазмы, решение уравнения для нейтралов дает их поток в виде:

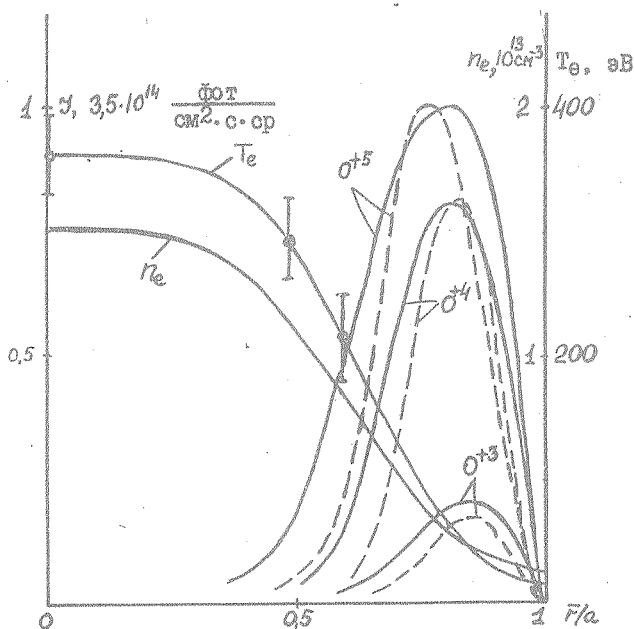
$$\Gamma_0(r, t) = \frac{\Gamma_0(a, t)}{r/a} \exp\left(-\int_r^a \frac{n_e S_0}{v_0} r' dr'\right). \quad (2)$$

Температура и концентрация электронов входят в (1) и (2) как заданные функции координаты и времени.

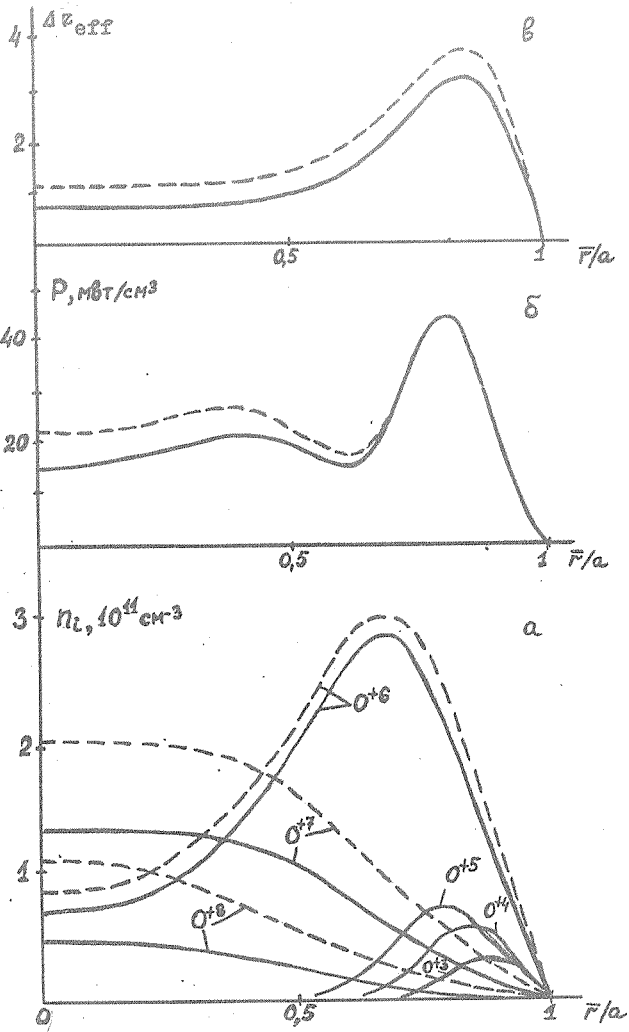
При решении системы (1) величина коэффициента диффузии подбиралась так, чтобы в квазистационарной стадии, когда  $T_e$  и  $n_e$  уже достигли стационарных значений, расчетные радиальные распределения интенсивностей всех линий ионов кислорода  $O^{+3} - O^{+5}$  по положениям максимумов, полуширине и соотношениям интенсивностей соответствовали измеренным распределениям.

В режиме омического нагрева при токе 20 кА и магнитном поле 12,5 кГс средний радиус плазмы  $a = 11,5$  см, а стационарные значения температуры электронов в центре и средней плотности соответственно равны  $T_e(0) = 360$  эВ и  $\bar{n}_e = 10^{13}$  см $^{-3}$ . Зависимость  $T_e$  от радиуса на этой стадии аппроксимировалась кривой

$T_e(r) = \{ 350 / [1 + (r/a)^4]^{5,8} + 15 \}$  эВ, которая при  $r \leq 6$  см совпадает с значениями  $T_e$ , измеренными по рассеянию лазерного излучения  $\lambda = 5/5$ , а на краю соответствует 20 эВ. Исходное распределение  $n_e(r)$  бралось в виде параболы, нормированной на измеренное значение  $\bar{n}_e$ . В расчетах распределения  $T_e(r)$  и  $n_e(r)$  варьировались в некоторых пределах в периферической области плазмы. На рис. 1 приведены измеренные и рассчитанные распределения интенсивностей линий при  $D = 2 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/с, а также окончательно подобранные распределения  $T_e$  и  $n_e$ . Нормировка расчетных абсолютных интенсивностей по измерениям дает величину потока атомов кислорода со стенки для квазистационарной стадии  $\Gamma_0 = 6,6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>.



Р и с. 1. Радиальные распределения температуры и плотности электронов и измеренных (—) и рассчитанных (---) интенсивностей линий ионов кислорода ( $t = 18$  мс)

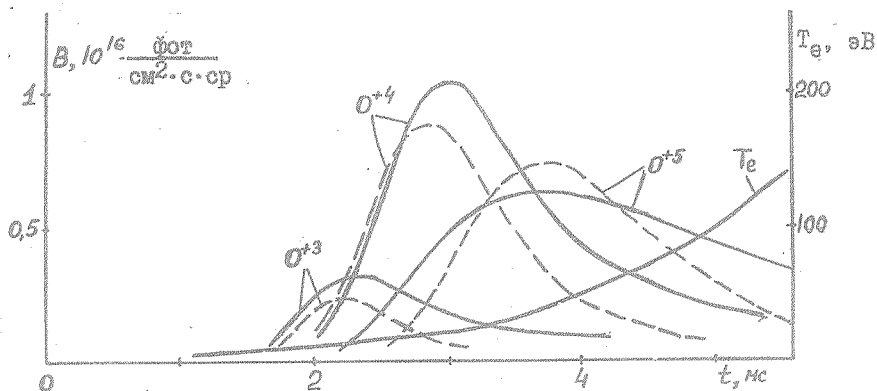


Р и с. 2. Радиальные распределения плотностей ионов кислорода (а), мощности их излучения (б) и вклада в  $Z_{\text{eff}}$  (в)

Распределения плотностей ионов кислорода с  $z \geq 3$  по радиусу приведены на рис. 2. Эти распределения значительно отличаются от распределений в случае коронального ионизационного равновесия, при котором  $D = 0$ , и смещены в сторону уменьшения кратностей ионизации. Следовательно роль процессов переноса частиц поперек плазменного шнура является значительной. Из сопоставления распределений для 16 и 24 мс (рис. 2) видно также, что в то время, как радиальные распределения ионов  $O^{+3} - O^{+5}$  к 16 мс уже установились, распределения ионов  $O^{+6} - O^{+8}$  еще меняются. Следует заметить, что проведенные ранее /8/ одномерные измерения яркости линии иона  $O^{+6}$  дали величину, близкую к рассчитанной.

На рис. 2 приводятся также рассчитанная мощность излучения всех ионов кислорода и их вклад в эффективный заряд плазмы. Мощность излучения ионов рассчитывалась по данным /3,7/. Отклонения от коронального равновесия приводят к относительному увеличению мощности излучения и некоторому уменьшению  $Z_{\text{eff}}$ . Незначительно меняет их средние по сечению значения.

На рис. 3 приведен временной ход яркости линий ионов  $O^{+3} - O^{+5}$  для начальной стадии разряда. В момент пика интенсивностей их радиальные распределения практически плоские, а затем в результате выгорания происходит быстрый переход к полым профилям, показанным на рис. 1. Средняя плотность электронов достигает стационарного значения менее чем за 1,5 мс после начала разряда. В расчетах принималось, что за это же время устанавливается и стационарная форма  $n_e(r)$ . Положение максимумов интенсивностей во времени и их форма чувствительны, главным образом, к изменению температуры  $T_e(t)$ , поэтому был подобран такой ход  $T_e(t)$ , при котором изменение во времени рассчитанных яркостей линий удовлетворительно согласуется с измеренным. Расчетный ход яркостей, а также выбранная зависимость  $T_e(t)$  тоже приведены на рис. 3. Оказалось также, что радиальное распределение  $T_e(r)$  на начальной стадии разряда более плоское, чем на стационарной стадии, т.е. относительное нарастание  $T_e$  с течением времени происходит быстрее в центре, чем на периферии. Нормировка расчетной абсолютной яркости на измеренную на начальной стадии позволила определить, как изменяется поток нейтраль-



Р и с. 3. Временная зависимость яркостей линий ионов кислорода и температуры электронов  $T_e(t)$

ных атомов во времени. При изменении  $t$  от 2 нс до 4 нс он равен  $\Gamma_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а с 4 нс до 7 нс возрастает примерно в 7 раз.

В заключение авторы выражают благодарность М. А. Бложу, Г. С. Воронову, Н. Ф. Ларионовой и Ю. В. Хольнову за полезные обсуждения и предоставление данных измерений температур и плотности электронов.

Поступила в редакцию  
9 апреля 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю. М. Александров и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, 21 (1978).
2. E. D. Andryukhina et al., Proc. of X European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscow, v. 1, E-2, 1981.
3. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Кюв, Сечения возбуждения атомов и ионов электронами, "Наука", М., 1973 г.

4. И. Л. Бейтман, А. М. Уринов, Б. Н. Чичков, Препринт ФИАН № 7, М., 1981 г.
5. М. А. Блок, ПТЭ, № 5, 179 (1980).
6. Е. Ф. Гиппиус, Н. В. Дунян, В. М. Тийт, Материалы Всесоюзного семинара по физике вакуумного излучения, Ленинград, 1978 г., с. 21.
7. C. Breton, C. de Michelis, M. Mattioli, JQSRT, 19, 367(1978).