

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ "ГОРЯЧЕЙ ТОЧКИ" МАЛОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

Э.Я. Кононов, Ж.Н. Кошелев, У.И. Сафронова,
Ю.В. Сидельников, С.С. Чурилов

Перераспределение интенсивностей сателлитов к резонансным линиям He-подобных ионов Ca и Ti вследствие переноса возбуждения между автоионизационными состояниями за счет электронных соударений использовано для определения электронной плотности "горячей точки" МВИ. Показано, что при нагреве плазмы до температур $\sim 1 - 1,5$ КэВ ее электронная плотность составляет $\sim 10^{23}$ см $^{-3}$.

1. Разряд в малоиндуктивной вакуумной искре (МВИ), впервые описанный Козном и др. [1], позволяет нагревать плазму до электронной температуры $T_e = 5 - 10$ КэВ [2]. Несомненный интерес представляют данные об электронной плотности "горячей точки" МВИ (n_e) и, тем более, о ее динамике. Имеющиеся результаты ($n_e \sim 10^{21} + 10^{22}$ см $^{-3}$) получены на основании интегральных характеристик разряда и не дают представления о его развитии во времени. Измерения Грима и др. [3] по уширению спектральных линий H- и He-подобных ионов Mg и Al с потенциалом ионизации $E_i \sim 2$ КэВ относятся, по-видимому, к той фазе нагрева микропинча МВИ, когда температура плазмы достаточна для возбуждения этих ионов, $T_e \sim 0,5$ КэВ. Вопрос, как изменяется плотность плазмы при ее дальнейшем нагреве, является принципиальным при построении детальной теории явления микропинчевания в МВИ.

2. Для измерения n_e на более поздней стадии нагрева мы использовали спектры резонансных переходов $1s^2 - 1s 2p$ He-подобных ионов Ca ($E_i = 5,1$ КэВ) и Ti ($E_i = 6,3$ КэВ) и их сателлитов $1s^2 2l - 1s 2l 2l'$ в Li-подобных ионах. В основе метода измерения лежит тот факт, что в достаточно плотной плазме за счет электрон-ионных соударений происходит перенос возбуждения между автоионизационными состояниями $1s 2l 2l'$, приводящий к перераспределению интенсивностей сателлитов в спектре. Аналогичный эффект для сателлитов линии L_α обсуждается в [4]. Очевидно, что наиболее чувствительными к плотности будут линии, испускаемые при переходах с уровней, обладающих двумя качествами: 1) вероятность радиационного распада $A \gg \Gamma$ — вероятности автоионизации; 2) имеется связь посредством столкновений с состояниями, для коотрых $\Gamma \gg A$, так что их заселенность сравнительно высока и определяется уравнением Саха — Больцмана.

Расчет зависимости относительных заселенностей всех 16 автоионизационных уровней Li-подобных ионов и интенсивностей сателлитов от n_e проводился путем решения системы уравнений баланса с учетом столкновительных переходов между конфигурациями $1s 2s^2$, $1s 2s 2p$ и $1s 2p^2$:

$$N_j (A_j + \Gamma_j + n_e \sum_{i=1}^{16} a_{ji}) - n_e \sum_{i=1}^{16} N_i a_{ij} = \epsilon_j \Gamma_j N_j, \quad (1)$$

где $j = 1, \dots, 16$, a_{kl} — квазиклассическое усредненное сечение столкновительного перехода $k \rightarrow l$ [5]. Для расчета интенсивностей спутников с внутриоболочечным возбуждением правые части (1) заменялись на $\langle V \sigma \rangle_j$ — сечение возбуждения уровня j из основного состояния [6].

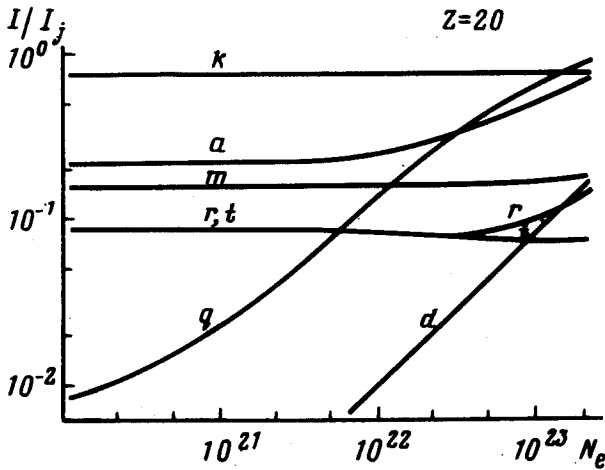


Рис.1. Зависимость интенсивностей спутников резонансной линии He-подобного иона от электронной плотности

Результаты расчета для наиболее интенсивных спутников приведены на рис.1. Видно, что наиболее чувствительным к плотности оказалась спутник q — переход с уровня $2s^2 2p ({}^3P) 1s^2 P_{3/2}$, дополнительно возбуждаемого за счет столкновительных переходов с уровня $1s^2 2s^2 {}^2S_{1/2}$.

3. Спектры H- и He-подобных ионов Ca и Ti были зарегистрированы с помощью рентгеновского кварцевого кристаллического спектрографа ($2d = 6,67 \text{ \AA}$) со спектральным разрешением $\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ при использовании ранее описанной [7] установки МВИ. Спектр ионов Ca XVIII и Ca XIX в области $3,16 - 3,22 \text{ \AA}$ приведен на рис.2 (сплошная линия). Там же представлены результаты процедуры подбора параметров плазмы, проведенного с целью наилучшего описания экспериментального спектра при помощи теоретических данных (пунктирные линии). Подбор осуществлялся оптимизацией относительных вкладов диэлектронного и ударного механизмов возбуждения уровней при различных значениях n_e . Оптимальная полуширина одиночной линии, используемая при расчетах, равнялась вместе с аппаратной функцией $2,1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, при этом результат слабо зависел от формы линии (дисперсионной или доплеровской). Видно, что наибольшие различия между оптимальным теоретическим спектром при низкой плотности $n_e \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$, кривая 1) и экспериментом имеет место вблизи спутника q . Соответствующая разница интенсивностей, $I_1 - I_E$, приведена на рис. 2 над спектром. Наилучшим образом экспериментальный спектр описывается теоретической кривой при $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4), причем вычисленные из вкладов различных механизмов возбуждения автоионизационных уровней значения электронной и ионизационной температур равны: $T_e = 1050 \text{ эВ}$, $T_z = 700 \text{ эВ}$. Аналогичная процедура для спектра Ti дает величину $n_e = 2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 1450 \text{ эВ}$ и $T_z = 870 \text{ эВ}$ (об. определения T_e, T_z см., например, [8]). Столь высокие значения n_e позволяют, по-видимому, объяснить anomalно большую ширину резонансных линий He-подобных ионов тяжелых элементов в спектрах МВИ [9].

Полученный результат наиболее чувствителен к точности вычисления сечений столкновительных переходов $\alpha (1s 2s^2 2S_{1/2} - 2s 2p(^3P) \times 1s^2 P_{3/2})$, поэтому мы приводим соотношение для произведения $n_e \alpha = 5 \cdot 10^{13} \text{сек}^{-1}$ в Ca, позволяющее уточнить значение n_e при повышении точности расчетов сечений.

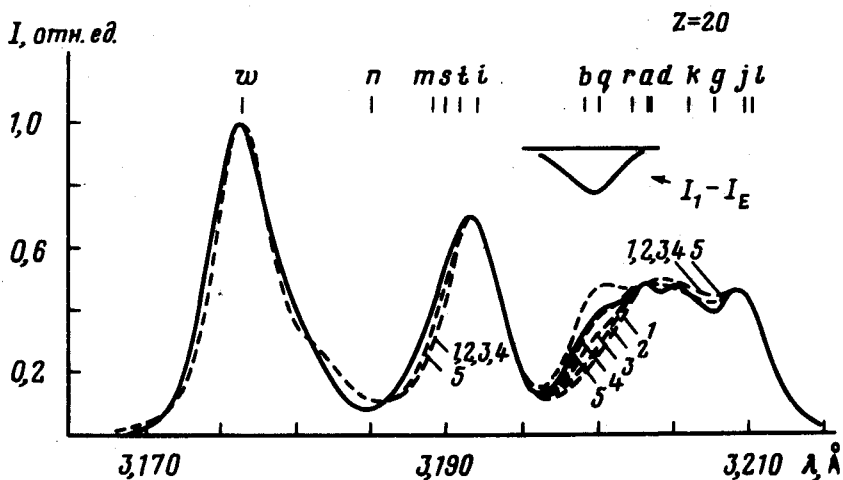


Рис.2. Спектр спутников резонансной линии Ca XIX: — эксперимент, --- расчет ($1 - n_e \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $2 - 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $3 - 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $4 - 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $5 - 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$)

4. Для проверки используемой методики мы воспользовались денситограммами аналогичных спектров в лазерной плазме [4]. Проведенные оценки показывают, что интенсивность спутника q в этих спектрах соответствует плотности $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с данными других методик.

Таким образом, результаты проведенных измерений показывают, что нагрев плазмы "горячей точки" МВИ до температур 1, ..., 1,5 КэВ сопровождается увеличением электронной плотности до величин порядка 10^{23} см^{-3} .

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 марта 1980 г.

Литература

- [1] L.Cohen, V.Feldman, M.Swartz, T.H.Underwood. J. Opt. Soc. Am., 58, 843, 1968.
[2] Е.Д.Короп, Б.Э.Мейерович, Ю.В.Сидельников, С.Т.Сухоруков. УФН, 129, 87, 1979.

- [3] R.U.Datla, H.R.Griem, *Phys. Fluids*, 21, 505, 1978.
- [4] V.A.Boiko, A.Ya.Faenov, S.A.Pikuz. *J.Quant. Spectr. Rad. Transfer*, 19, 11, 1978.
- [5] Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., 1979.
- [6] U.I.Safronova, A.M.Urnov, L.A.Vainstein. Preprint Lebedev Physical Institute, N 212, 1978.
- [7] Э.Я.Кононов, К.Н.Кошелев, Ю.В.Сидельников. *Физика плазмы*, 3, 663, 1977.
- [8] Л.П. Пресняков. *УФН*, 119, 49, 1976.
- [9] W.A.Cilliers, R.U.Datla, H.R.Griem. *Phys. Rev.*, A12, 1408, 1975.
-