

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСИЯ В ДВУХКРАТНО ИОНИЗОВАННОЙ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЕ

Н. С. Груздева, Л. С. Николаевский и И. В. Подмошенский

Основным и исходным вопросом, всегда возникающим при диагностике лабораторной плазмы или при описании ее свойств, является предположение о существовании равновесия. Большинство термодинамических соотношений справедливо только при локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) и лишь немногие — при частичном локальном термодинамическом равновесии (ЧЛТР), когда возбужденные состояния атомной системы только с  $i$ -го главного квантового числа находятся в столкновительном равновесии с основным состоянием иона следующей кратности. Для идентификации этих состояний равновесия разработаны специальные теоретические критерии [1, 2], которые позволяют предсказать значение критической электронной плотности  $n_{e^*}$ , обеспечивающей существование ЛТР или ЧЛТР. Однако эти критериальные соотношения часто выводятся при начальных условиях, трудно реализуемых в реальном эксперименте, таких как стационарность и однородность плазмы. Поэтому, естественно, они нуждаются в экспериментальной проверке.

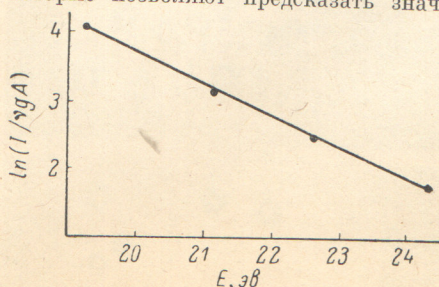


Рис. 1. Определение  $T_e$  по относительным интенсивностям линий AgII при  $p=0.1$  атм.

для однократно ионизованной Ag плазмы колеблется в широких пределах от  $5 \cdot 10^{14}$  до  $1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  и находится в противоречии с теоретическим значением  $(1-2) \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Целью настоящей работы является исследование состояния равновесия в плазме с двукратной ионизацией Ag при давлении  $p=0.1$  атм. Спокойная и однородная вдоль оси наблюдения плазма создавалась в источнике, основанном на квазистационарном ( $t \approx 1.0$  мсек.) импульсном разряде в открытой трубке [9], газ в которой хорошо соображается с атмосферой камеры. Диаметр ограничивающих кварцевых трубок 1 см, а общая их длина 10 см. Особо следует подчеркнуть, что конструкция источника и выбранный квазистационарный режим обеспечивали равенство плазменного и начального давлений в камере. Все измерения производились по оси разрядной трубки при силе тока  $i=480$  а. Вершина почти синусоидального импульса со спадом величины тока в пределах 4% вырезалась щелевым дисковым затвором с регулируемой задержкой. Метод регистрации — фотографический, фотоматериал — «Изопанхром тип-15». Абсолютная градуировка фотослоя осуществлялась путем сравнения исследуемого излучения с излучением калиброванного источника ЭВ-45 с яркостной температурой непрерывного излучения  $T=39\ 000^\circ$ .

Как показали предварительные экспериментальные оценки  $n_e$  по полуширине линии водорода  $H_\alpha$ , присутствующего в аргоне как малая примесь, электронная концентрация составляет  $(2-4) \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , в то время как температура  $T \geq 20\ 000^\circ$ , так как в спектре наряду с линиями первого иона Ag II присутствовали интенсивные спектральные линии, принадлежащие второму иону аргона Ag III с энергией ионизации  $\chi_1=27.63$  эв. Согласно критерию [2], при таких параметрах в плазме несомненно существует ЧЛТР, и поэтому электронная температура  $T_e$  была измерена по относительным интенсивностям оптически тонких и близко расположенных линий Ag II: 4420.91, 4637.25, 4535.49 и 4448.88 Å с энергией возбуждения 19.26, 21.13, 22.70 и 24.28 эв соответственно. Силы осцилляторов были заимствованы из [10]. Все линии имели неразрешенные контуры — отношение полуширины линии к спектральному интервалу, вырезаемому щелью спектрографа, было менее 0.1, — а расчетная оптическая толщина для них  $\tau \leq 0.1$ . График, иллюстрирующий определение  $T_e$ , представлен на рис. 1. Точность измерения  $T_e=25\ 000 \pm 1000^\circ$  с учетом усреднения результатов по четырем точкам.

Затем было произведено более точное измерение  $n_e$  по полуширине линии  $H_\beta$ . Эта линия появляется в спектре с пригодной для измерения интенсивности при добавлении в аргон водорода в количестве  $\sim 3\%$ . В условиях сильной ионизации такая добавка водорода не влияет на параметры Ag плазмы. Определение  $n_e$  по  $H_\beta$  производилось с учетом поправки на присутствие в плазме ионов Ag III. Эта поправка [1] в случае линейного эффекта Штарка по порядку величины пропорциональна  $Z^{1/3}$ , где  $Z$  — эффективный заряд возмущающихся ионов. Для определения  $Z$  в предположении ЛТР по [11] был рассчитан состав Ag плазмы при  $p=0.1$  атм. и  $T=25\ 000^\circ$ . Сделанное пред-

положение о равновесии не может вызвать большой ошибки при отступлении от ЛТР ввиду слабой зависимости поправки от  $Z$ . Уточненное значение  $n_e = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

До настоящего момента, исключая вышеприведенную оговорку, в диагностике не использовалось предположение о существовании в плазме ЛТР. Теперь, предположив ЛТР, определим  $T_e$  и сравним ее с полученным ранее значением. В равновесном случае по формулам Саха и Больцмана  $T_e$  можно определить из отношения интенсивностей линий  $I(\text{Ag III})/I(\text{Ag II})$  и известной  $n_e$  и далее рассчитать отношение концентраций ионов аргона двух последующих ионизаций  $n^{++}/n^+$ . Результаты измерения  $n^{++}/n^+$  по оптически тонким линиям Ag III ( $\lambda = 3344.72, 3336.13 \text{ \AA}$ ) и Ag II ( $\lambda = 3281.7 \text{ \AA}$ ) представлены на рис. 2 (зачерненные точки). Как видно, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с равновесными значениями  $n^{++}/n^+$  при использовании ранее полученной электронной температуры. Наконец, в качестве контрольной проверки  $T_e$  можно определить по абсолютной интенсивности спектральной линии. Для этого целесообразно воспользоваться спектральными линиями Ag III, имеющими более крутую зависимость интенсивности от температуры и тем самым повышающими точность измерения  $T_e$ . Определенная этим способом  $T_e = 24\,600 \pm 300^\circ$ . Итак, проведенное сопоставление экспериментальных данных, полученных сначала в предположении ЧЛТР, а затем ЛТР, однозначно свидетельствует о существовании ЛТР. Следует отметить, что этот результат получен в сильноионизованной спокойной Ag плазме, когда концентрация вторых ионов аргона составляет  $\sim 85\%$ .

Теперь сравним полученные в эксперименте результаты с теорией. Во-первых, убедимся, что при наших условиях не существует заметного разрыва между температурой ионов и электронов. По оценке [1], учитывая квадратичную зависимость сечения упругого столкновения от  $Z$ ,  $\Delta T/T_e < 2\%$ . При этом было принято, что напряженность электрического поля  $E \approx 640 \text{ в/м}$  [12]. Во-вторых, возможным фактором, нарушающим равновесие, может быть диффузионный вынос заряженных частиц из плазмы. Характерное диффузионное время — при расчете коэффициента диффузии по [2] с учетом заряда  $Z$  — составляет  $\sim 700 \text{ мксек}$  и почти на два порядка больше релаксационного времени столкновительно-радиационной рекомбинации. И, следовательно, диффузия не нарушает равновесия. Наконец, в-третьих, столкновительное равновесие может быть нарушено радиационным выносом энергии на резонансные переходы Ag II и Ag III. Согласно [2], для оптически толстой в резонансных переходах плазмы (в нашем случае оценки дают для Ag II значение оптической толщины  $\tau \approx 10.0$ , а для Ag III —  $\tau \approx 5.0$ ) ЛТР имеет место при  $n_e \geq (1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Это значение хорошо согласуется с данным экспериментом.

Основные результаты проведенного эксперимента можно сформулировать следующим образом. Абсолютная величина разрыва  $T_e$  и  $T_i$ , а также диффузионный вынос заряженных частиц сильно зависят от  $Z$ . Чем больше заряд взаимодействующих частиц, тем меньше  $\Delta T$  и эффективность диффузии. Фактор многозарядности улучшает равновесие плазмы при высоких температурах.

Двукратно ионизованная Ag плазма характерного размера 1 см находится в состоянии ЛТР при  $p = 0.1 \text{ атм}$  и  $T = 25\,000^\circ$ . Этот результат хорошо согласуется с теоретическими оценками.

Следует подчеркнуть, что все полученные результаты, как и теория, справедливы только для спокойной плазмы, когда отсутствует макроскопическое движение плазмы, вызываемое ударными волнами, газовым обдувом, магнитным сжатием и другими возмущающими процессами.

### Литература

- [1] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [2] H. W. Drawin. Zs. Phys., 228, 99, 1969.
- [3] В. Н. Колесников. Тр. ФИАН, 30. Изд. «Наука», М., 1964.
- [4] I. Richter. Zs. Astrophys., 61, 57, 1965.
- [5] В. Я. Александров. Автореф. канд. дисс., Л., 1970.
- [6] L. Vober, R. S. Tankin. JQSRT, 10, 991, 1970.
- [7] D. Bourasseau, F. Cabannes, J. Chappelle. Astron. Astrophys. 9, 339, 1970.
- [8] I. B. Shumaker, C. H. Porenoe. J. Res. NBS, 76A, 71, 1971.
- [9] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский, Б. А. Филипов. Ж. прикл. спектр., 12, 615, 1970.
- [10] W. Wiese, M. Smith, B. Glennon. Atomic Transitions Probabilities. 2. NSRDS—NBS22, 1969.

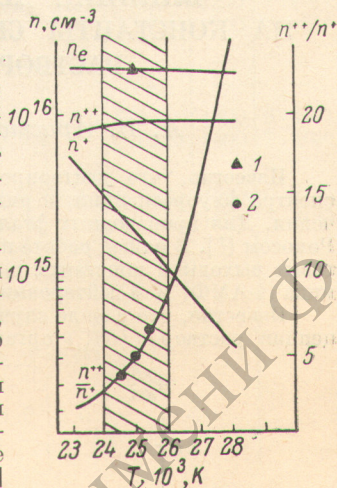


Рис. 2. Состав аргоновой плазмы при  $p = 0.1 \text{ атм}$ .

Заштрихованный участок — погрешность в значениях  $T_e$ , полученных по методу относительных интенсивностей линий Ag II; 1, 2 — экспериментальные значения  $n_e$  и  $T_e$ , определенные по I (Ag III)/I (Ag II) соответственно.  $T = 10^3 \text{ К}$ .

- [11] H. W. Drawin, P. Felenbok. Data for plasmas in LTE. Paris, 1965.  
 [12] Л. И. Греков, Ю. В. Москвин, В. С. Романычев, О. Н. Фаворский. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. Изд. «Машиностроение», М., 1964.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1793 г.

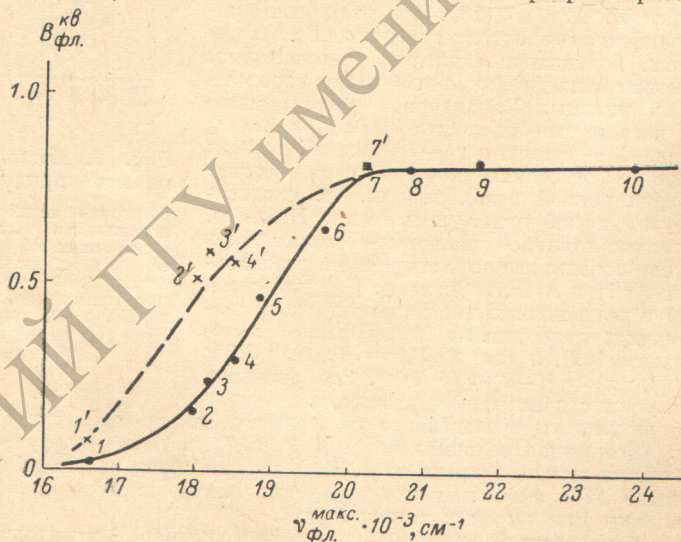
УДК 535.37

## ВЛИЯНИЕ ДЕЙТЕРИРОВАНИЯ РАСТВОРИТЕЛЯ НА КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ ТУШЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РАСТВОРОВ ОРГАНОЛЮМИНОФОРОВ

А. В. Аристов, Е. Н. Викторова и А. П. Серов

Известно, что дейтерирование растворителя, сохраняя неизменным положение спектра флуоресценции, в ряде случаев существенно повышает квантовый выход свечения. Для производных фталимида подобное явление было обнаружено Фёрстером и Рокосом [1]. В нашей работе проведено исследование влияния дейтерирования на квантовые выходы и константы скорости тушения флуоресценции 4-амино-N-метилфталимида (4-АМФ) и 4-дейтероамино-N-метилфталимида (4-ДАМФ).

Известно, что в ряде случаев изменение абсолютных квантовых выходов флуоресценции растворов ( $B_{фл.}^{кв.}$ ) органических соединений в наборе растворителей сопрово-



Связь значений  $B_{фл.}^{кв.}$  с  $\nu_{фл.}^{макс.}$  для 4-АМФ в водород- и дейтерий-содержащих растворителях.

Нумерация растворителей: 1 — вода  $H_2O$ , 1' —  $D_2O$ , 2 — метиловый спирт  $CH_3OH$ , 2' —  $CD_3OD$ , 3 — этиловый спирт  $C_2H_5OH$ , 3' —  $C_2D_5OD$ , 4 — изопропиловый спирт  $C_3H_7OH$ , 4' —  $C_3D_7OD$ , 5 — пропильформат, 6 — пинаколин, 7 — пиридин, 8 — циклогексанон, 9 — диоксан, 10 — декалин.

ждается смещением максимума полосы флуоресценции ( $\nu_{фл.}^{макс.}$ ), причем между величинами  $B_{фл.}^{кв.}$  и  $\nu_{фл.}^{макс.}$  существует характерная взаимосвязь [2, 3]. Подобная зависимость для 4-амино-N-метилфталимида приведена на рисунке. На этом рисунке представлены также результаты измерений величин  $B_{фл.}^{кв.}$  и  $\nu_{фл.}^{макс.}$  4-АМФ в некоторых дейтерированных растворителях. Соответствующие данные приведены в таблице. Как видно из рисунка и таблицы, значения  $B_{фл.}^{кв.}$  в водородсодержащих растворителях и их дейтероналогах в ряде случаев сильно различаются. Это различие значительно при малых величинах абсолютного квантового выхода флуоресценции и последовательно убывает с повышением значений  $B_{фл.}^{кв.}$  (см. таблицу).

Причиной увеличения квантового выхода флуоресценции при дейтерировании растворителей является, очевидно, уменьшение константы скорости безызлучательной дезактивации синглетного состояния ( $q$ ), так как вероятность излучательной дезактива-