

РЕКОМБИНАЦИОННО-ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

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

По ранее разработанной методике [4] с помощью импульсного разряда в открытой трубке измерено рекомбинационно-тормозное излучение кислородной плазмы в спектральной области $4500 \div 7000 \text{ \AA}$ при $T=22\ 300^\circ \text{ K}$ и $p=0.72 \text{ атм}$. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими значениями излучательной способности, рассчитанными по Гриму и Биберману.

В общем случае при температурах $\sim 10^4$ градусов непрерывное излучение плазмы может состоять из свободно-свободного (ff)-, свободно-связанного (fb)-континуумов и континуума, образующегося при фотоприлипании электрона к атому. Каждый из этих процессов в определенных условиях может играть основную роль в соответствующей области спектра. Определение весовой доли континуумов — задача достаточно сложная. Для этого необходимо сочетать теоретический расчет с экспериментом, в котором преимущественно реализуется тот или иной вид излучения. Так, в [1] при решении этой задачи удалось выявить существование континуума O^- и определить сечение фотоприлипания электрона к атому кислорода, которое позднее было проверено в [2]. Достоверность получаемых результатов зависит, очевидно, от точности учета вкладов других процессов, т. е. от надежности теоретических расчетов, которые сами часто нуждаются в экспериментальной проверке.

Цель настоящей работы — количественное измерение сплошного излучения кислородной плазмы и сравнение полученных результатов с теорией в условиях полностью ионизованного газа, когда непрерывное излучение определяется только ff - и fb -континуумами.

Эксперимент

Кислородная плазма получалась в источнике, работающем на основе импульсного разряда в открытой трубке [3], при давлении 0.72 атм . и максимальной силе тока 800 а . Диаметр ограничивающих кварцевых трубок 1 см , а общая их длина $l=10 \text{ см}$. Спектры излучения регистрировались по направлению оси разрядной трубки на спектрографе СТЭ-4 ($d\lambda/dl \approx 8 \div 10 \text{ \AA/мм}$) с использованием фотоэмульсии типа «Панхром-15». Абсолютная градуировка фотоматериала осуществлялась при помощи калиброванного источника непрерывного излучения ЭВ-45 с яркостной температурой $39\ 000^\circ \text{ K}$. Скоростной фотозатвор СП-452 из светового импульса общей продолжительности 1200 мксек . выделял измеряемый интервал вблизи максимума с постоянными параметрами по току, давлению и температуре длительностью в 180 мксек . Измерения производились в спектральной области $4500 \div 7000 \text{ \AA}$. Выбор свободных от линий участков для фотометрирования непрерывного излучения осуществлялся с соблюдением требований, изложенных в [4].

Температура определялась по абсолютным интенсивностям ионных линий кислорода ОИ, вероятности переходов A_{ki} для которых были заимствованы из [5]. Эти значения A_{ki} измерены по оценке авторов с точностью в 25–30% и отличаются от соответствующих теоретических величин [6] не более чем на 10–15%. Для устранения возможного влияния систематической ошибки температура статистически усреднялась по 11 линиям ОИ.

Термодинамический состав плазмы был рассчитан с помощью таблиц [7]. Снижение потенциала ионизации определялось по [8] и составило 0.1 и 0.2 эв для атома и иона кислорода соответственно. Состав кислородной плазмы для данного эксперимента при $T=22\ 300^\circ\text{K}$ и $p=0.72\text{ атм.}$ является следующим: $n_e=1.1\cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, $n_0=2.2\cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$.

Полный fb - и ff -континуум рассчитывался по двум работам. Вклад отрицательного континуума в нашем случае мал. Концентрация отрицательных ионов составляет всего $1\cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$, а доля соответствующего излучения менее 1%. Биберман с сотрудниками рассчитали суммарные сечения поглощения атома и иона кислорода до $T=20\ 000^\circ\text{K}$. Их результаты заглажены в [9], там же даны и аналитические выражения, которые позволили экстраполировать сечения до $22\ 300^\circ\text{K}$. Величина введенного авторами фиксированного сдвига порога фотоионизации совпала с наблюдаемым в эксперименте. Поэтому поправка на разность сдвигов не вводилась, а лишь учитывалось дополнительно индуцированное излучение. По Гриму (формула 5.36) [9] полный коэффициент излучения fb - и ff -континуумов с учетом индуцированного излучения в эрг·сек. $^{-1}$ ·см $^{-4}$ ·стер. $^{-1}$ (сохраняя обозначения автора)

$$\epsilon_\lambda = c' \left(\frac{z^2 E_n}{kT} \right)^{3/2} \left[\frac{N_1^{z,a}}{N_a^z} \sum' \frac{g_n^{z,a}}{n^3} \exp \left(\frac{E_\infty^{z-1,a} - E_{n,i}^{z-1,a}}{kT} \right) + \sum'' \frac{g_n^z(\omega)}{n^3} \exp \left(\frac{z^2 E_n}{n^2 kT} \right) + \frac{g_f^z(\omega, T)}{2} \frac{kT}{z^2 E_n} \exp \left(\frac{z^2 E_n}{n_1^2 kT} \right) \right] N_e N_a^z \exp \left(\frac{-\Delta E_\infty^{z-1} - \hbar\omega}{kT} \right),$$

где

$$c' = \frac{32 (za_0)^3 z E_n}{3^{3/2} \pi^{1/2}},$$

E_n — энергия ионизации водорода; z — заряд иона (в нашем случае $z=1$); $N_1^{z,a}$ — заселенности основного состояния, образующегося иона; N_a^z — полная концентрация ионов; $g_n^{z,a}(\omega)$ — поправочный коэффициент, характеризующий неводородоподобность и неклассичность сечения фотоионизации рассматриваемого атома по отношению к водороду; n — главное квантовое число; $g_n^z(\omega)$ — фактор Гаунта для связанных состояний; $g_f^z(\omega, T)$ — фактор Гаунта для свободных состояний; $E_\infty^{z-1,a}$ — энергия ионизации атома; ΔE_∞^{z-1} — снижение потенциала ионизации атома; $E_{n,i}^{z-1,a}$ — энергия возбуждения рассматриваемого состояния; N_e — концентрация электронов; n_1 — квантовое число, характеризующее нижнюю границу смещенного порога фотоионизации. Остальные величины — физические постоянные.

Первая сумма (\sum') в квадратных скобках определяет рекомбинацию на индивидуально учитываемые состояния, вторая (\sum'') — на более высокие состояния вплоть до границы смещенного порога фотоионизации, наконец, третий член учитывает рекомбинацию на слившиеся состояния и свободно-свободные переходы. Множитель перед первой суммой равен отношению статистического веса основного состояния иона к статистической сумме иона, которая была взята из таблиц [7] при значении $\Delta E_\infty^{z-1} = 0.1$ эв. Величины факторов Гаунта были заимствованы из [6] и составляли $g_n^z(\omega) = 1.0$, а $g_f^z(\omega, T) = 1.2$. Наиболее неопределенным является определение квантового числа n_1 . В нашем случае это удалось сделать из данных эксперимента, о чем будет сказано дальше. Непосредственно

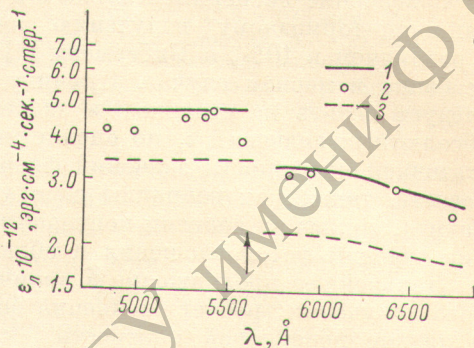
с определением квантового числа связано продолжение сечений фотопоглощения в область больших длин волн. У Грима относительные сечения фотопоглощения атома кислорода $g_{nl}^{z,a}(\omega)$ затабулированы для состояния $3p^5P$, являющегося определяющим в спектральной области $2500 \div 4500 \text{ \AA}$, только до несмещенного порога при $\lambda = 4300 \text{ \AA}$. При смещении порога сечения фотопоглощения следует продолжить. Такая экстраполяция для состояния $3p^5P$ проведена в [10]. По этой работе были определены сечения вплоть до наблюдаемого в эксперименте порога при $\lambda \approx 5600 \text{ \AA}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Данные по температуре приведены в таблице. Там же дополнительно для оценки влияния реабсорбции даны значения оптических плотностей τ рассматриваемых переходов. τ вычислены в предположении доплеровских контуров, так как оценка по Гриму показывает, что штарковское уширение при наших параметрах меньше доплеровского. Каждое значение температуры получено путем усреднения пяти независимых измерений. При этом воспроизводимость измерений температуры по отдельной линии не хуже $\pm 3\%$.

Экспериментальные и теоретические данные по излучательной способности кислородной плазмы в полулогарифмическом масштабе приведены на рисунке. Как видно, экспериментальные значения лежат между теоретическими кривыми, отличающимися друг от друга на $30 \div 40\%$, а в распределении непрерывного излучения имеется разрыв. Этот разрыв, отмеченный на рисунке стрелкой, соответствует рекомбинационному скачку на состояние $3p^5P$ и позволяет определить величину сдвига границы фотопоглощения. Однако прежде всего следует убедиться в надежности регистрации разрыва интенсивностей.

Каждая экспериментальная точка получена при усреднении не менее пяти независимых измерений, при этом разброс в интенсивностях не превышал 5% . Относительное распределение интенсивностей кислородной плазмы строилось по излучению эталонного источника, которое ослаблялось нейтральным фильтром с коэффициентом пропускания η . Если η имеет значительный спектральный градиент в месте разрыва, то это может



Излучательная способность кислородной плазмы ϵ_λ при $T = 22300^\circ \text{ K}$ и $P = 0.72 \text{ атм.}$
1 — расчет по [6], 2 — данный эксперимент, 3 — расчет по [9].

$\lambda, \text{ \AA}$	$E_k, \text{ эв}$	$A_{ki} \cdot 10^{-8}, \text{ сек.}^{-1}$	$\tau, l = 40 \text{ см}$	$T, ^\circ \text{ K}$
5206	28.94	0.39	0.500	22800
5190	28.94	0.14	0.175	23200
5176	28.95	0.17	0.117	23000
5160	28.95	0.35	0.220	22800
4955	29.06	0.26	0.100	22300
4924	28.82	0.67	0.116	21000
4906	28.83	0.68	0.770	21400
4890	28.84	0.68	0.155	21600
4871	31.37	0.44	0.346	22600
4864	28.85	0.24	0.090	22200
4861	31.37	0.37	0.198	22800

Примечание. $T = (22300 \pm 600) ^\circ \text{ K}$.

вызвать появление ложного скачка. Контрольная проверка показала, что η имеет постоянное с точностью до 3% значение в области $5300 \div 6000 \text{ \AA}$. Таким образом, возможный разброс в определении интенсивности по обе стороны разрыва не превышает 10%, в то время как наблюдаемый скачок составляет $35 \div 40\%$, что подтверждает достоверность его существования при $\lambda \approx 5600 \pm 150 \text{ \AA}$. Уширение и размазывание спектральных линий, находящихся вблизи сериальной границы, не позволило более точно определить положение разрыва в спектре. Соответствующий сдвиг границы фотопоглощения $\Delta\nu \approx 5300 \pm 500 \text{ см}^{-1}$, или в обозначении Грима $\Delta E^{z-1} \approx 0.66 \pm 0.06 \text{ эв}$. Это значение было использовано для определения квантового числа n_1 , о чем говорилось выше.

Согласно условию (5.34) [6],

$$z^2 \frac{E_n}{n^2} \approx \left\{ \begin{array}{l} \Delta E^{z-1} \\ \hbar\omega + \Delta E_{\infty}^{z-1} \end{array} \right.$$

откуда, используя верхнее значение, получаем $n_1 \approx 4.6$. Величина сдвига по [11] $\Delta\nu = 0.083 n_e^{1/2} [\text{см}^{-1}]$ и при $n_e = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $\Delta\nu \approx 3000 \text{ см}^{-1}$, а по экспериментальной кривой для аргона, приведенной в [12], $\Delta\nu \approx 4500 \text{ см}^{-1}$.

Совпадение экспериментальных и теоретических данных по рекомбинационно-тормозному излучению кислородной плазмы по Гриму [6] с различием в 10%, а Биберману [9] — в 25% можно считать хорошим, особенно в первом случае. Причину расхождения, по нашему мнению, следует искать не столько в эксперименте (погрешность в измерении абсолютных значений ϵ_λ по оценке не превышает 10%), сколько в недостаточной надежности значений физических величин, используемых при расчете, таких как величины сдвига границы фотоионизации, факторов Гаунта, снижения энергии ионизации, а также корректности экстраполяции сечений фотопоглощения в область больших длин волн.

Дальнейшее продвижение в количественной спектроскопии непрерывного излучения требует уточнения знаний этих факторов применительно к плазме переменной плотности.

Авторы благодарят студентку И. П. Бавкову за участие в выполнении настоящей работы.

Литература

- [1] G. Boldt. *Z. Physik*, 154, 319, 1959.
- [2] J. C. Morris, R. V. Kreu, G. R. Vach. *Phys. Rev.*, 159, 113, 1967.
- [3] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский, Б. А. Филиппов. *Ж. прикл. спектр.*, 12, 615, 1970.
- [4] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, 33, 440, 1972.
- [5] W. L. Wiese, H. W. Smith, B. H. Glennon. *Atomic Transition Probabilities*, vol. I, Hydrogen Through Neon, Washington, 1966.
- [6] Г. Грим. *Спектроскопия плазмы*. Атомиздат, М., 1969.
- [7] H. W. Drawin, P. Felenbok. *Data for Plasmas in L. T. E.*, Paris, 1965.
- [8] G. Esker, W. Köll. *Z. Naturforsch.*, 21, 2023, 1969.
- [9] И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, В. М. Заматин, Г. А. Кобзев, Л. Н. Лазарьков, А. Х. Мнацаканян, Г. Э. Норман. *Оптические свойства горячего воздуха*. Изд. «Наука», 1970.
- [10] Г. А. Кобзев, Г. Э. Норман, К. И. Серяков. *ТВТ*, 4, 473, 1966.
- [11] D. R. Inglis, E. Teller. *Astrophys. J.*, 90, 439, 1939.
- [12] В. М. Батенин, П. В. Минаев. *ТВТ*, 7, 604, 1969.

Поступило в Редакцию 4 октября 1972 г.